

THESIS / THÈSE

DOCTEUR EN SCIENCES

Développement d'un dispositif expérimental bas bruit application à l'astrophysique nucléaire et à l'analyse ultra-sensible de matériaux

Genard, Gilles

Award date:
2009

Awarding institution:
Université de Namur

[Link to publication](#)

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal ?

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

FACULTE DES SCIENCES

Centre de Recherche en **P**hysique de la **M**atière et du **R**ayonnement
Laboratoire d'**A**nalyse par **R**éactions **N**ucléaires

Développement d'un dispositif expérimental bas bruit

Application à l'astrophysique nucléaire et à l'analyse ultra-sensible de matériaux

Dissertation présentée par
Gilles GENARD
en vue de l'obtention du grade
de Docteur en Sciences

Composition du Jury :
Yves Caudano
Pierre Descouvemont
Anne Lemaitre
Guy Ross
Guy Terwagne (Promoteur)

© Presses universitaires de Namur & GILLES GENARD
Rempart de la Vierge, 13
B - 5000 Namur (Belgique)

Toute reproduction d'un extrait quelconque de ce livre,
hors des limites restrictives prévues par la loi,
par quelque procédé que ce soit, et notamment par photocopie ou scanner,
est strictement interdite pour tous pays.

Imprimé en Belgique
ISBN : 978-2-87037-654-6
Dépôt légal: D / 2009 / 1881 / 41

Facultés Universitaires Notre-Dame de la Paix
FACULTE DES SCIENCES
Secrétariat du Département de Physique
Rue de Bruxelles 61 – 5000 Namur
Téléphone : 32(0) 81 72 44 90 – Téléfax : 32(0) 81 72 44 90
E-mail : claudine.copette@fundp.ac.be - <http://www.physique.fundp.ac.be>

**Développement d'un dispositif expérimental bas bruit : Application à
l'astrophysique nucléaire et à l'analyse ultra-sensible de matériaux**

Genard Gilles

Résumé

Ce doctorat s'est concentré sur la mise au point d'un dispositif expérimental procurant des conditions bas bruit lors de la détection de rayonnements gamma. Dans ce but, un château de plomb a été utilisé afin de blinder le détecteur germanium contre la radioactivité naturelle. Une anticoincidence a été appliquée entre ce détecteur et un scintillateur plastique le surmontant pour supprimer l'effet d'une partie des rayonnements cosmiques. La motivation de ce projet était l'étude de réactions nucléaires d'intérêt astrophysique nécessitant ce type de conditions. Un cas particulier est la réaction de capture d'un proton qui fait apparaître une source de bruit supplémentaire lors de son étude en raison du faisceau de protons. Notre idée est de travailler en cinématique inverse pour éviter ce problème, c'est-à-dire inverser le rôle des noyaux incident et cible. Nous avons dès lors développé un standard en hydrogène par implantation ionique dans du silicium. Quelques autres développements ont été apportés comme une ligne faisceau nouvelle et propre de l'accélérateur du LARN, un doigt froid, un système de refroidissement de la cible... Après avoir déterminé l'efficacité de détection du système et caractérisé les blindages, nous avons pu utiliser le dispositif pour la mesure de la section efficace des réactions $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ et $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ qui jouent un rôle dans la nucléosynthèse stellaire. Les résultats sont en bon accord avec la littérature et valident donc notre dispositif ainsi que la technique de mesure en cinématique inverse. Une application pour l'analyse ultra-sensible de matériaux est aussi présentée.

Thèse de doctorat en Sciences

Septembre 2009

Promoteur : G. Terwagne

Facultés Universitaires Notre-Dame de la Paix
FACULTE DES SCIENCES
Secrétariat du Département de Physique
Rue de Bruxelles 61 – 5000 Namur
Phone : 32(0) 81 72 44 90 – Fax : 32(0) 81 72 44 90
E-mail : claudine.copette@fundp.ac.be - <http://www.physique.fundp.ac.be>

**Development of an experimental setup for low background measurements:
Application to nuclear astrophysics and high sensitive material analysis**

Genard Gilles

Abstract

This Ph.D. thesis focused on the setup of an experimental device providing low background conditions when detecting gamma rays. In this aim, a lead castle has been used in order to shield the germanium detector from the natural radioactivity. An anticoincidence has been applied between this detector and a plastic scintillator surmounting it to suppress the effect of a part of the cosmic rays. The motivation of this project was the study of nuclear reactions with an astrophysical interest which demands such conditions. A particular case is the proton capture reaction, which brings an additional source of noise when studied with a proton beam. Our idea is to work in reverse kinematics to avoid this problem, that is to inverse the function of the incident and target nuclei. We have therefore developed a hydrogen standard by means of ion implantation in silicon. Some other developments have been brought, including a new and clean beam line of the LARN accelerator, a cold trap, a target cooling system... After having determined the detection efficiency of the system and characterized the shieldings, we were able to use the setup to measure the cross section of the $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ and $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ reactions, which play a role in the stellar nucleosynthesis. The results are in good agreement with the literature. They validate our setup and the reverse kinematics measurement technique as well. An application in the field of highly sensitive material analysis is also presented.

Ph.D. thesis in Sciences

September 2009

Advisor : G. Terwagne

Remerciements

Mon premier merci va tout naturellement à Guy Terwagne qui, durant ces quatre années, s'est investi dans ce projet avec passion. De cette façon, il a toujours eu les bons conseils aux bons moments afin d'orienter mon travail dans la bonne direction. De plus, son rôle de directeur de thèse ne s'est pas limité à l'encadrement d'un étudiant mais a également consisté à me faire partager son expérience de chercheur et à s'investir pour m'offrir les meilleures chances pour la suite. Pour tout cela, je lui suis très reconnaissant. Par contre, à l'heure où j'écris ces lignes, il n'a toujours pas réussi à me donner goût au café...

Je voudrais également remercier Stéphane Lucas, directeur du laboratoire ces deux dernières années, qui m'a permis de m'investir quelque peu dans un projet parallèle présentant une belle interdisciplinarité et de gagner en expérience dans l'analyse des matériaux. Merci aussi pour les nombreux conseils promulgués tout au long de ce doctorat, de quelque nature que ce soit. Je remercie aussi les Professeurs Franz Bodart et Guy Demortier avec qui les discussions étaient toujours constructives, lors de leurs passages au laboratoire.

Ma reconnaissance va bien sûr vers Yvon Morciaux, toujours prêt à aider et partager ses connaissances. Je suis fier que nos chemins se soient croisés et suis persuadé qu'il manquera au LARN.

Naturellement, il m'est impossible de ne pas remercier Aurélien Nonet. Son ingéniosité et sa compétence pour solutionner quelque chose qui m'apparaissait comme un problème m'ont toujours frappé. Sans oublier que je lui dois, entre autre, la plupart des développements autour du dispositif bas bruit.

Je remercie Vincent Nuttens qui a réalisé de nombreuses simulations MCNPX, incluant l'introduction des géométries, et qui n'a jamais été avare en conseils et en commentaires concernant les interprétations. Sans oublier Virginie Bouchat qui a aussi participé à ces simulations.

Merci à Guy Ross pour m'avoir accueilli dans son laboratoire de l'INRS à Varennes lors de mes trois séjours sur place. J'ai ainsi pu réaliser les standards en hydrogène, indispensables pour nos mesures. Mais j'ai aussi eu l'occasion de m'investir dans un sujet de recherche prometteur et formateur en collaborant avec des personnes plus intéressantes les unes que les autres (Mourad, Dimitri, David, Gilles pour ne citer qu'eux). A Guy et à toute son équipe, merci pour les conseils et discussions fructueuses.

J'aimerais souligner l'apport considérable, l'aide et les conseils de Pierre Descouvemont et Pierre Leleux qui, chacun dans leur spécialité, m'ont accordé une partie de leur temps pour m'apprendre à me débrouiller dans l'univers de l'astrophysique nucléaire. Même si cet univers est fini, je n'ai malheureusement pas su aller au-delà de la partie observable.

Ma gratitude va vers le secrétariat de physique. Je pense d'abord à Chantal Honhon qui fut bien plus qu'une secrétaire, principalement dans la gestion de mes voyages. Et puis à Claudine Copette dont l'aide fut également très précieuse et avec qui ce fut toujours un plaisir de discuter.

Merci à Louis Lambotte qui, depuis son atelier de mécanique, a bien souvent été le sauveur des causes perdues en se surpassant, comme souvent, pour usiner une pièce plus vite que son ombre.

Merci à Jacques Walrand pour l'aide précieuse apportée en fortran, me permettant de boucler mon programme de traitement des données d'acquisition.

Comment se seraient déroulées ces quatre années sans la merveilleuse ambiance que j'ai eu la joie de connaître au LARN ! Lors de la fête organisée pour ses 40 ans, certaines personnes ont dit que le LARN était une grande famille. Je dirais simplement que nous formions un groupe d'amis, avec les moments de rire, de tension, de craquage qui ont émaillé les tranches de vie partagées à l'intérieur ou à l'extérieur du labo. Pour ça, merci à vous tous : Anne-Catherine, Annek, Aurélien, Benjamin, Bilou, Céline, Cruchot, Eloise, Hervé, JD, Joëlle, Julien, Laurent, Mourad, Nicolas, Nuts, Pavel, Renaud, RV, Thierry, Tristan, Valérie, Vanessa, Virginie, Yvon. En espérant n'oublier personne.

Merci aux différents membres du PMR que j'ai croisés ou avec qui j'ai travaillé dans le cadre des cours donnés. Ce fut d'ailleurs un plaisir de faire la connaissance de certains étudiants. Je n'oublie pas mes amis de la promotion Physique 2005 avec qui j'ai encore eu la chance de passer de bons moments.

Merci à tous mes proches, ma famille et mes amis. Avec une pensée particulière pour mes parents, ma sœur et sa famille dont les encouragements et le soutien continu furent un réel support depuis toujours.

Finalement, je remercie le Fonds de la Recherche Scientifique – FNRS pour la bourse d'aspirant qui m'a été octroyée durant ces quatre années, sans quoi rien n'aurait été possible.

**La perfection est atteinte, non pas lorsqu'il n'y a plus rien à ajouter,
mais lorsqu'il n'y a plus rien à retirer.**

Antoine de Saint-Exupéry (1900 – 1944)

Table des matières

Introduction	1
Première partie : Sources de bruit pour les détecteurs de rayonnements gamma.....	5
<i>Section 1 : Origines</i>	<i>5</i>
1.1 Radioactivité naturelle	5
1.2 Rayonnements cosmiques	9
1.3 Faisceau.....	10
1.4 Bruit électronique.....	11
<i>Section 2 : Solutions</i>	<i>13</i>
2.1 Radioactivité naturelle	13
2.2 Rayonnements cosmiques	15
2.3 Faisceau.....	16
2.4 Bruit électronique.....	18
Seconde partie : Mise au point d'un dispositif expérimental bas bruit.....	19
<i>Section 1 : Détails expérimentaux</i>	<i>19</i>
1.1 ALTAÏS.....	19
1.2 Implantation ionique	20
1.3 Spectroscopie par rétrodiffusion Rutherford (RBS)	21
1.4 Analyse par détection de recul élastique (ERDA)	22
1.5 Analyse par réaction nucléaire résonante (RNRA).....	24
1.6 Spectroscopie par émission de rayonnements γ induite par une particule (PIGE)	26
<i>Section 2 : Développements.....</i>	<i>29</i>
2.1 Standard en hydrogène.....	29
2.2 Détecteur de rayonnements gamma	36
2.3 Blindage contre la radioactivité naturelle	40
2.4 Blindage contre les rayonnements cosmiques	42
2.5 Anticoïncidence.....	45
2.6 Ensemble du dispositif expérimental bas bruit	48

<i>Section 3 : Caractérisations</i>	<i>52</i>
3.1 Blindages.....	52
3.2 Efficacité de détection.....	57
Troisième partie : Applications à l'astrophysique nucléaire	61
<i>Section 1 : Éléments d'astrophysique nucléaire</i>	<i>61</i>
<i>Section 2 : Mesure de la section efficace de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$</i> <i>.....</i>	<i>70</i>
2.1 Contexte	70
2.2 Procédure expérimentale, mesures et résultats	73
2.3 Traitements.....	93
<i>Section 3 : Mesure de la section efficace de la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$</i> <i>.....</i>	<i>102</i>
3.1 Contexte	102
3.2 Mesures et résultats	105
Quatrième partie : Application à l'analyse ultra-sensible de matériaux – Mesure de traces de chlore	109
Conclusions et perspectives	115
Annexes	121
<i>Annexe I : MCNPX</i>	<i>121</i>
<i>Annexe II : La matrice R.....</i>	<i>124</i>
<i>Annexe III : Règles de sélection.....</i>	<i>130</i>
<i>Annexe IV : Lexique.....</i>	<i>132</i>
Liste des figures	137
Liste des tableaux	141
Bibliographie	143

Introduction

Dans tous les domaines scientifiques où un chercheur acquiert des données expérimentales à partir d'un détecteur, et en particulier en physique expérimentale, le plus gros problème est de supprimer ou, au moins, de maîtriser le bruit qui peut être superposé au signal (traité électroniquement) provenant de l'expérience. Ce bruit consiste généralement en des signaux issus de différents phénomènes physiques, soit induits par la mesure, soit sans aucun lien avec celle-ci, ce qui est le cas lorsqu'ils sont inhérents aux caractéristiques du détecteur. Les scientifiques doivent alors être très ingénieux pour surmonter ce problème, tous les détecteurs et toutes les mesures demandant une solution particulière et adaptée, souvent composée de multiples éléments.

Dans le cas où l'on utilise un faisceau d'ions afin de produire des réactions nucléaires sur une cible choisie (ou sur un autre faisceau comme c'est le cas, entre autres, au LHC du CERN) et que, dès lors, on détecte une radiation quelconque (particule chargée, photon, neutron...), il y a toujours du bruit qui peut perturber la détection et donc l'étude que l'on désire faire. La situation qui est, peut-être, la plus critique est quand on détecte des rayonnements gamma. En effet, il y a initialement au minimum deux sources de bruit présentes pour le détecteur avant d'entreprendre une irradiation par faisceau d'ions. Nous pensons à la radioactivité naturelle et aux rayonnements cosmiques qui seront, comme les autres causes, détaillés dans la Première partie. De plus, les solutions qui, de manière générale, peuvent être apportées pour les réduire, voire les supprimer, sont aussi avancées.

Le but de ce doctorat fut de mettre au point un dispositif expérimental présentant des conditions bas bruit vis-à-vis d'un détecteur de rayonnements gamma. Certains choix ont dû être faits par rapport aux éléments principaux utilisés dans ce dispositif (blindages, détecteurs...). La Seconde partie rend compte de ceux-ci ainsi que de tous les développements supplémentaires qui ont été apportés à l'ensemble de l'installation afin d'obtenir un résultat final complet et fonctionnel. Cet ensemble est caractérisé tant du point de vue de son efficacité à produire des conditions bas bruit que d'autres propriétés qui lui sont propres et qui, justement, le rendent fonctionnel.

A côté de cet objectif, ce projet s'appuyait sur une motivation on ne peut plus fondamentale. En effet, l'idée motrice était de mesurer, à l'aide de l'accélérateur du LARN, la section efficace de réactions nucléaires se produisant dans les étoiles. Ce type de travail relève

de l'astrophysique nucléaire. Une introduction à cette discipline, à la croisée de l'astrophysique et de la physique nucléaire, est donnée dans la Troisième partie. Il est nécessaire d'avoir recours à des conditions bas bruit pour cette étude en raison du fait que les sections efficaces à mesurer sont très peu intenses car l'énergie d'interaction entre les noyaux collisionnels est très petite. Ou dit autrement, la probabilité d'avoir une réaction est très faible et il faut donc mettre toutes les chances de notre côté pour pouvoir détecter un des rares événements témoin d'une de ces réactions.

Pour le non-initié, nous pensons qu'il y a deux choses étonnantes qui peuvent le frapper. Tout d'abord, le fait que l'énergie mise en jeu soit faible. Intuitivement, on pourrait penser qu'au sein des étoiles, au vu des températures qui y règnent (des millions voire des centaines de millions de degrés), les réactions nucléaires devraient se faire aisément. Or, il n'en est rien étant donné que l'énergie disponible, thermique (kT), est de l'ordre de quelques keV, voire quelques dizaines de keV, ce qui est assez faible par rapport à celles utilisées en laboratoire pour des analyses par réaction nucléaire par exemple (plutôt autour du MeV). Nous en venons alors au second point qui peut étonner. Comment est-il possible, au moyen d'un accélérateur de particules, dans un laboratoire, sur Terre, de tirer des conclusions sur ce qui se passe dans les étoiles avec les conditions particulières qui y règnent ? En fait, essentiellement, ce qui importe lors d'une mesure pour le physicien nucléaire, c'est de connaître l'énergie des particules collisionnelles et pour quelle réaction la section efficace est obtenue. Le reste est pris en charge par l'astrophysicien, à savoir quelles sont les différentes réactions qui se produisent dans les étoiles, à quel endroit, à partir de quelles conditions, de quoi est composé initialement tel type d'étoile... Cependant, idéalement, il serait préférable d'avoir un astrophysicien nucléaire, ayant une vision relativement claire des deux problématiques. Cela est souvent le cas.

Nous présentons donc dans cette Troisième partie les résultats de la mesure de la section efficace pour deux réactions présentant un intérêt astrophysique : $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ et $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$. La première a été étudiée plus longuement, fournissant des résultats plus complets qui ont pu être traités numériquement afin d'obtenir des valeurs et des conclusions intéressantes pour l'astrophysique.

S'il y avait un dessein fondamental à la réalisation de ce dispositif expérimental bas bruit, il est apparu assez vite que celui-ci pouvait également être utilisé pour des études plus appliquées. Une telle utilisation est illustrée dans la Quatrième partie. Il s'agit de l'analyse de

matériaux, à l'aide d'un faisceau d'ions, pour lequel il est nécessaire de présenter une sensibilité accrue envers un élément de l'échantillon étudié. Ceci a son avantage dans plusieurs cas de figure, lors de l'analyse de traces dans des matériaux industriels par exemple.

En même temps que les conclusions quant au déroulement et aux résultats de ce projet, des perspectives d'avenir sont proposées. Dans les annexes, on retrouve des informations concernant le logiciel de simulation MCNPX utilisé pour obtenir différentes informations intéressantes, essentiellement l'efficacité de détection de notre système (*Annexe I*). L'*Annexe II* décrit la théorie de la matrice R qui a été utilisée pour traiter numériquement les résultats obtenus pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. Ensuite, l'*Annexe III* présente les différentes règles de sélection qui régissent les captures radiatives. Finalement, l'*Annexe IV* est un lexique qui reprend certains termes plus complexes ou plus importants ainsi que quelques abréviations. Ces mots apparaissent en italique dans le texte.

Première partie : Sources de bruit pour les détecteurs de rayonnements gamma

Section 1 : Origines

Comme développé dans l'Introduction, lorsque l'on fait de la spectroscopie gamma, quel qu'en soit le but, on est confronté à l'apparition de bruit dans le spectre acquis. On identifie différentes sources à ce bruit. Celles-ci sont détaillées dans cette section.

1.1 Radioactivité naturelle

De par la nature même de la Terre, à savoir une planète formée à partir de poussières d'étoile, il y a 4,5 milliards d'années, des isotopes instables issus du nuage protoplanétaire composaient la matière première de notre planète. Au fil des siècles, millénaires, millions d'années, ceux-ci se sont stabilisés en émettant des rayonnements alpha, beta et gamma, principalement. Les noyaux filles étant pour la plupart également radioactifs, on peut regrouper les éléments en quatre familles radioactives. Les **Figure 1**, **Figure 2**, **Figure 3** et **Figure 4** illustrent celles-ci. A ces noyaux, on peut, entre autres, ajouter le ^{40}K qui se désexcite par β^- pour donner un noyau de ^{40}Ar , émetteur d'un rayonnement gamma caractéristique à 1460.8 keV. De par leur temps de demi-vie plus court, certains isotopes ont disparu, tels les éléments de la famille du ^{237}Np (**Figure 2**). Mais il y a des éléments à plus long temps de demi-vie ; donc, actuellement, il subsiste des éléments naturellement radioactifs. Et par conséquent, on retrouve des matériaux émetteurs de particules ionisantes qui constituent la radioactivité naturelle. Elle varie d'un endroit à l'autre sur Terre, principalement en raison des différents types de sol. Par exemple, dans les Ardennes belges, la radioactivité est plus intense. En effet, la roche, plus schisteuse, y contient plus d'uranium et de radium dont la décroissance donne du radon (Rn), élément radioactif se présentant sous forme gazeuse dans des conditions standards de température et pression. Malgré cela, on considère que le Belge reçoit en moyenne une dose annuelle de l'ordre de 1 à 2 mSv/an due à la radioactivité naturelle. A cela peuvent s'ajouter les effets des rayonnements cosmiques (voir après) de l'ordre de 0,3 mSv/an et éventuellement les irradiations subies lors d'examens médicaux et de voyages en avion.

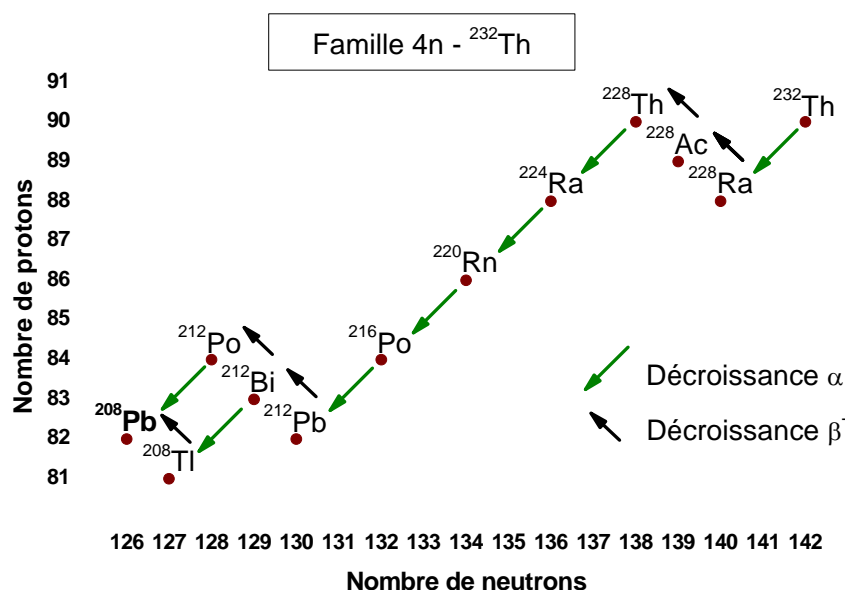


Figure 1 – Famille radioactive issue du noyau instable thorium 232 (${}^{232}\text{Th}$) ; les noyaux filles se déséxcitent par émission d'une particule α ou β^- pour arriver sur le ${}^{208}\text{Pb}$ qui est stable. Le nombre de nucléons des noyaux de cette famille est un multiple de 4.

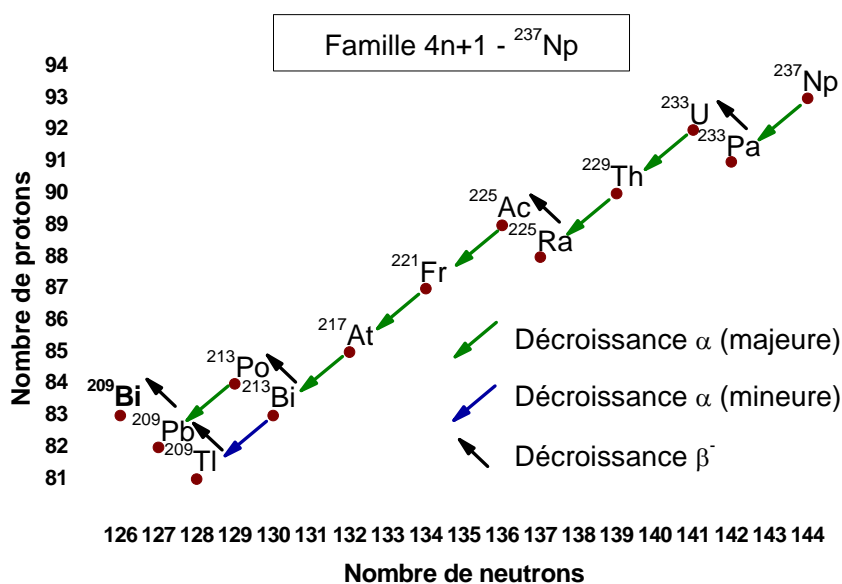


Figure 2 – Famille radioactive issue du noyau instable neptunium 237 (${}^{237}\text{Np}$) ; les noyaux filles se déséxcitent par émission d'une particule α ou β^- pour arriver sur le ${}^{209}\text{Bi}$ qui est stable. Le nombre de nucléons des noyaux de cette famille est une unité supérieur à un multiple de 4. Cette famille a disparu sur Terre, en raison des temps de demi-vie plus courts des noyaux qui la composent.

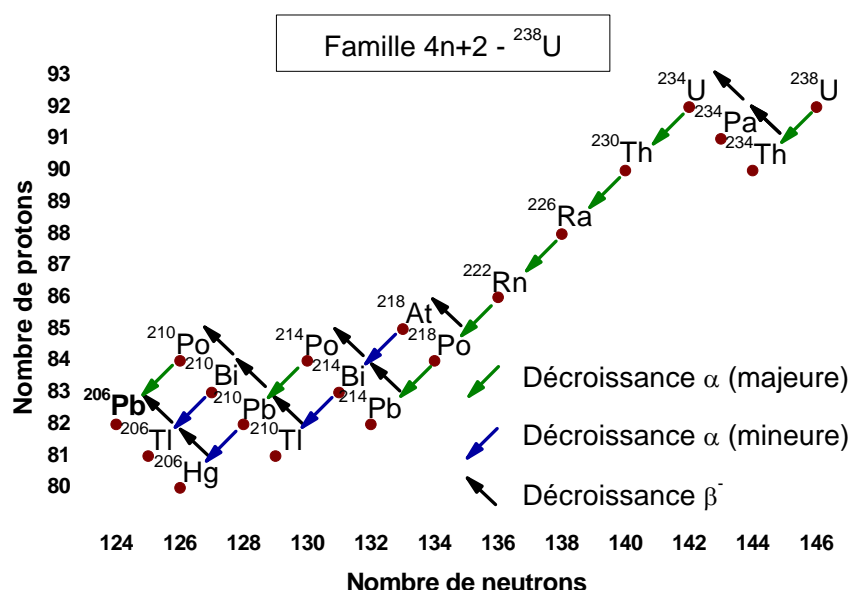


Figure 3 – Famille radioactive issue du noyau instable uranium 238 (^{238}U) ; les noyaux filles se désexcitent par émission d'une particule α ou β^- pour arriver sur le ^{206}Pb qui est stable. Le nombre de nucléons des noyaux de cette famille est deux unités supérieur à un multiple de 4.

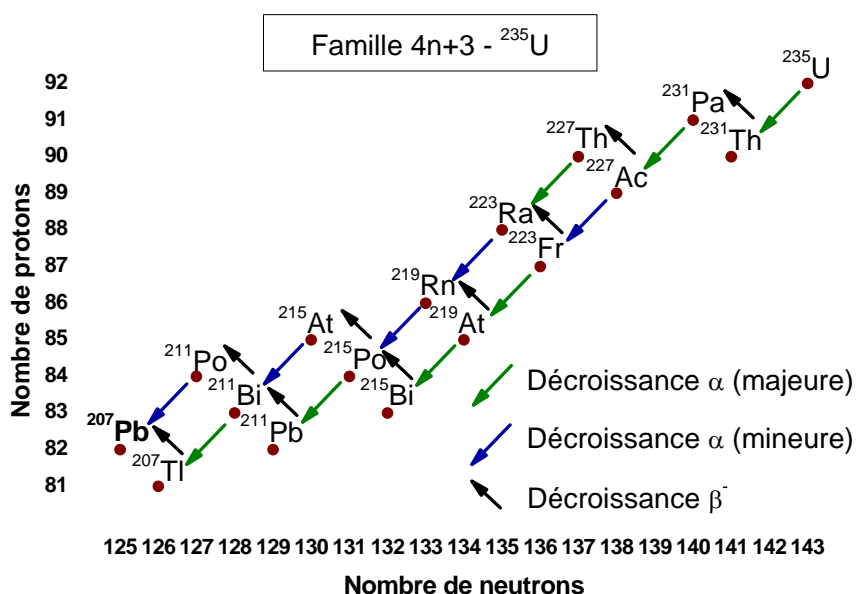


Figure 4 – Famille radioactive issue du noyau instable uranium 235 (^{235}U) ; les noyaux filles se désexcitent par émission d'une particule α ou β^- pour arriver sur le ^{207}Pb qui est stable. Le nombre de nucléons des noyaux de cette famille est trois unités supérieur à un multiple de 4.

Comme précisé juste avant, il y a donc des rayonnements ionisants qui sont émis de la matière présente sur Terre : on pense au sol, aux murs, à l'air ambiant et même au corps humain lui-même (^{40}K , ^{14}C). En considérant un détecteur de rayonnements gamma, il va donc y avoir des informations qui vont parvenir jusqu'à celui-ci. Tout d'abord, tous les rayonnements gamma émis lors de la désexcitation de noyaux filles. Mais également des radiations secondaires comme des rayonnements gamma de 511 keV correspondant à l'énergie de masse des positrons et des électrons.

Les énergies des rayonnements gamma issus de la radioactivité naturelle s'étendent de quelques keV aux environs de 3 MeV, avec des intensités plus ou moins fortes en fonction des facteurs de branchement des différents isotopes instables impliqués ainsi que de la proximité et de la quantité de ces éléments sources. Mais, globalement, le taux de comptage dans un détecteur de rayonnements gamma est assez élevé en comparaison de ce que l'on désire détecter lors d'une acquisition. Se prémunir de cette source de bruit nettoiera donc le spectre mais diminuera aussi le taux de comptage et donc le *temps mort*. La Figure 5 montre ce à quoi ressemble un spectre de rayonnements gamma dû à la radioactivité naturelle. La très bonne résolution en énergie est illustrée par le zoom sur la raie à 2.615 MeV, issue de la famille du ^{232}Th .

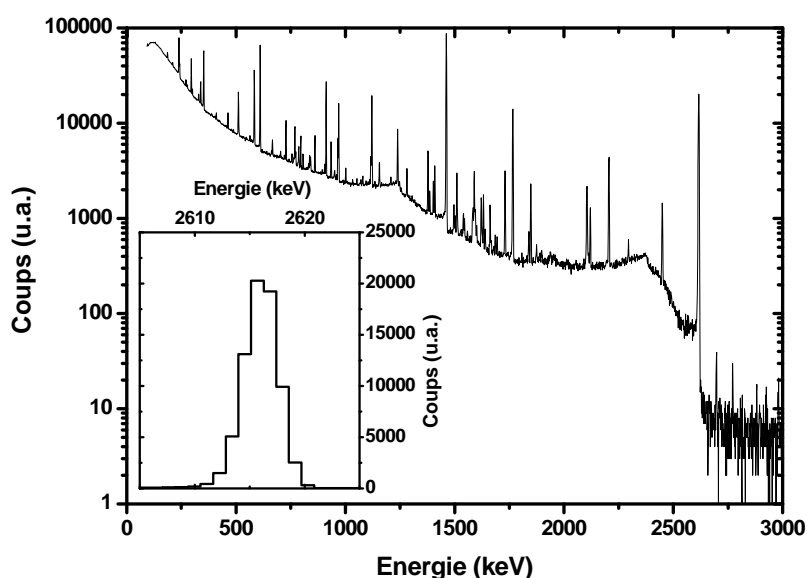


Figure 5 – Spectre de rayonnements gamma de la radioactivité naturelle à l'intérieur du laboratoire. Cette acquisition d'un peu plus de 14h est obtenue à l'aide d'un détecteur germanium de très grande efficacité et très bonne résolution en énergie, comme illustré par le zoom sur la raie à 2.615 MeV.

1.2 Rayonnements cosmiques

Tout d'abord, ce qui va être appelé un « rayonnement cosmique » dans la suite de ce manuscrit sera un abus de langage. En effet, il s'agit en réalité d'une radiation secondaire ayant pour origine les « vrais » rayonnements cosmiques. Ces derniers sont en fait des particules énergétiques provenant principalement du cosmos (explosion de supernovae, d'étoiles à neutrons, des environs des trous noirs...) et pour une faible partie du vent solaire. Il s'agit de particules de très haute énergie (plusieurs GeV) comme des protons, des particules alpha, des électrons voire des noyaux plus lourds. Si leur trajectoire les amène dans la direction de la Terre, ils vont d'abord se heurter à la magnétosphère terrestre qui va les dévier en grande partie. Certains vont suivre les lignes de champ et être dirigés préférentiellement vers les pôles (ce qui peut donner lieu au phénomène d'aurore boréale), d'autres vont être éjectés mais une partie va entrer en collision avec le sommet de l'atmosphère (essentiellement des noyaux d'azote et d'oxygène). Une douche de particules va en découler, notamment en direction de la surface de la Terre où elles vont pouvoir interagir et être détectées. Ces douches sont composées de protons, de neutrons ou de noyaux légers mais aussi et surtout de particules élémentaires telles que des pions, des muons, des électrons et des neutrinos, comme illustré à la **Figure 6** par Damjantschitsch et al. [1]. Au niveau de la mer, les muons composent 70-80% des rayonnements cosmiques, le reste provenant des composants plus « doux » comme les électrons/positrons, gamma, neutrons ou protons d'une dizaine de MeV. Les muons sont des leptons qui peuvent être chargés négativement ou positivement (on parle alors d'anti-muon) et peuvent atteindre des énergies allant jusqu'à la centaine de GeV. Il est intéressant de noter que, sans avoir recours à la relativité restreinte [2], on ne peut expliquer le fait que des muons atteignent le niveau de la mer. En effet, avec de telles énergies, ce sont des particules relativistes possédant donc leur propre référentiel temporel.

Si un rayonnement cosmique traverse un détecteur de rayonnements gamma, il va interagir et déposer une partie de son énergie (voire toute dans certains cas) dans le détecteur et donc produire un signal parasite. Ceci peut également se passer dans un détecteur *PIPS*, généralement utilisé pour détecter les particules chargées mais cela est moins ennuyeux étant donné le volume actif du détecteur qui est beaucoup plus petit. L'énergie déposée dans les détecteurs de rayonnements gamma peut varier de quasi zéro à plusieurs dizaines de MeV, dépendamment de l'énergie du rayonnement cosmique incident mais aussi de la longueur du trajet dans le détecteur et donc de la géométrie de celui-ci. Le flux de rayonnements

cosmiques varie en fonction de l'altitude : il diminue avec l'épaisseur d'atmosphère traversée. Au niveau de la mer, on peut considérer qu'en moyenne, en une minute, chaque centimètre carré sera traversé par un rayonnement cosmique. De plus, ces rayonnements possèdent une distribution angulaire en $\cos^2 \theta$ où θ est l'angle entre leur trajectoire et la verticale [3]. Il faut finalement remarquer que l'interaction de ces particules avec les matériaux entourant le détecteur de rayonnements gamma va provoquer des radiations secondaires, parasitant tout spectre enregistré.

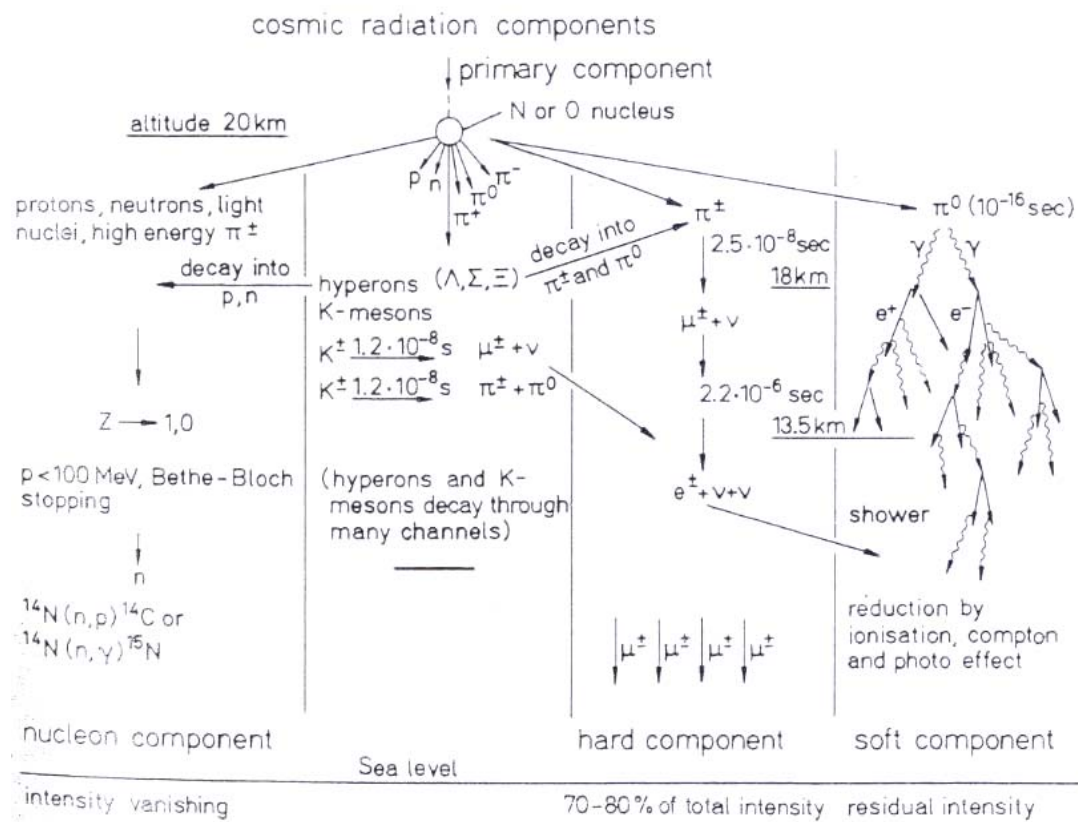


Figure 6 – Illustration de la formation et de la composition des rayonnements cosmiques, avec la douche de particules [1].

1.3 Faisceau

Cette source de bruit est d'un tout autre type que les précédentes. En effet, elle est une conséquence directe de la mesure entreprise au cours de laquelle on utilise un détecteur de rayonnements gamma. Supposons que l'on utilise un faisceau de particules A pour irradier une cible contenant des noyaux B dans le but d'étudier ou de profiter de la réaction $A + B \rightarrow C^*$ où C^* est le noyau composé (voir les *Détails expérimentaux* de la Seconde partie et l'*Annexe II*) se trouvant dans un état excité. Il va pouvoir se stabiliser à travers plusieurs

voies de sorties, la plupart émettant une cascade de rayonnements gamma provenant des niveaux excités du noyau considéré (le noyau composé ou un autre), chacun avec ses propres taux de branchement. Cependant, l'expérimentateur n'est peut-être intéressé que par une seule voie de sortie. Dans ce cas, les rayonnements gamma induits par les autres voies pourraient déjà être considérés comme gênants. En effet, s'ils sont à plus haute énergie que les rayonnements gamma intéressants et d'intensité suffisamment importante, le *fond Compton* qui leur est associé sera superposé à l'information recherchée, en plus, éventuellement, des deux *pics d'échappement*. Il n'est, a priori, pas possible de se prémunir de ces phénomènes. Par contre, tout rayonnement gamma issu d'une autre réaction nucléaire induite par le faisceau pourrait ou devrait être évité. Ces réactions apparaissent lorsque des particules A entrent en collision avec tout autre noyau que B , dans le sens où il y a interaction non seulement coulombienne mais également nucléaire. Cela peut arriver aussi bien le long du trajet du faisceau sur des composants de la ligne faisceau que sur la cible elle-même, pourvu que l'énergie des particules incidentes soit suffisante. Les composants sont en général des fentes ou collimateurs métalliques placés de manière à définir la taille du faisceau ou tout autre élément pouvant être rencontré par le faisceau (aimant d'analyse, BPM). Quant à la cible, on pense soit à la matrice dans laquelle se trouve l'élément B soit aux impuretés pouvant être présentes à l'intérieur ou à la surface de la cible. C'est le cas pour de nombreuses mesures dans le cadre de l'astrophysique nucléaire. On peut citer par exemple lors de la mesure de la fameuse réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ des réactions sur des traces de sodium (^{23}Na), d'oxygène (^{18}O), de deutérium (^2H), de bore (^{11}B) ou de l'autre isotope de l'azote (^{15}N) [4,5]. Des traces de fluor (^{19}F) sont aussi souvent observées [6].

1.4 Bruit électronique

Le bruit électronique est probablement le pire ennemi dans le domaine du traitement du signal. En effet, son origine est souvent difficile à pointer avec précision, son occurrence est relativement imprévisible et les solutions à apporter ne sont pas toujours efficaces partout et à tout moment. Bref, le bruit électronique est pour le spectroscopiste ce que la météo est pour le prévisionniste : un phénomène aléatoire.

Dans le cas qui nous intéresse, à savoir la détection de rayonnements gamma, en particulier à l'aide d'un détecteur de très bonne résolution en énergie, il faut utiliser de bons paramètres et branchements électroniques pour la chaîne de détection et avoir un contrôle

thermostatique de la pièce de mesure (ce qui est notre cas). En plus de cela, une dégradation du spectre détecté peut arriver à cause de problèmes d'interférences par radiofréquence ou de boucles de masse [7]. Une boucle de masse correcte, qui empêcherait d'avoir des tensions parasites dans les câbles utilisés dans la chaîne de détection, consiste dans un cas idéal en deux appareils électriques reliés entre eux, par des câbles coaxiaux par exemple, et dont les prises de terre respectives sont également connectées au même point ; ils ont alors la même masse. Tout appareil électrique se trouvant à proximité de la chaîne de détection va aussi avoir une influence.

Section 2 : Solutions

Nous présentons dans cette section les solutions qui sont apportées de manière générale aux différentes sources de bruit énoncées auparavant. Celles choisies en particulier dans ce travail seront développées dans la seconde partie.

2.1 Radioactivité naturelle

La solution apportée est le plus souvent la protection du détecteur par un matériau présentant une forte absorption des photons, ce qui est le cas des éléments présentant un numéro atomique (Z) élevé. En effet, les sections efficaces d'absorption sont d'autant plus grandes que le Z est grand. C'est le cas pour l'effet photoélectrique ($\sim Z^5$) et la création d'une paire électron-positron ($\sim Z^2$) [8]. Généralement, le choix se porte sur le plomb ($Z = 82$) en raison de sa grande densité, son abondance sur Terre, son coût, sa faible section efficace de capture neutronique et ses propriétés mécaniques [9]. Sont aussi utilisés le fer ($Z = 26$) qui est moins cher mais aussi moins efficace et le tungstène ($Z = 74$), encore plus dense que le plomb mais qui est difficile à usiner. L'atténuation des photons dans le plomb est présentée à la **Figure 7** dont les données sont issues du National Institute of Standards and Technology (NIST) [10]. On peut voir qu'aux énergies où la radioactivité naturelle intervient, seuls l'effet photoélectrique et la diffusion Compton jouent un rôle et que cette atténuation est d'autant plus forte que l'énergie des photons est faible.

Le plomb a cependant un désavantage : il présente une radioactivité intrinsèque. En effet, il est bien connu que ce minerai est contaminé plus ou moins fortement par des éléments radioactifs issus des trois familles radioactives résiduelles. Ceci est dû au fait que le plomb est en grande partie formé à partir de la désintégration de ces noyaux instables (par émission de particules α et β). Il est donc logique qu'il en reste dans le minerai. Un raffinage permet de diminuer cette concentration. En plus de cela, le plomb contient naturellement une certaine quantité de ^{210}Pb , isotope instable de la famille de ^{238}U ayant un temps de demi-vie de 22.3 ans. Il se désintègre principalement par émission β^- vers le ^{210}Bi et le ^{210}Po (noyaux au temps de demi-vie de quelques jours) et puis par émission d'une particule α vers le ^{206}Pb qui est stable (**Figure 3**). Finalement, la présence du ^{210}Pb entraîne aussi l'émission de rayons X caractéristiques en raison de la présence des radiations β^- [9].

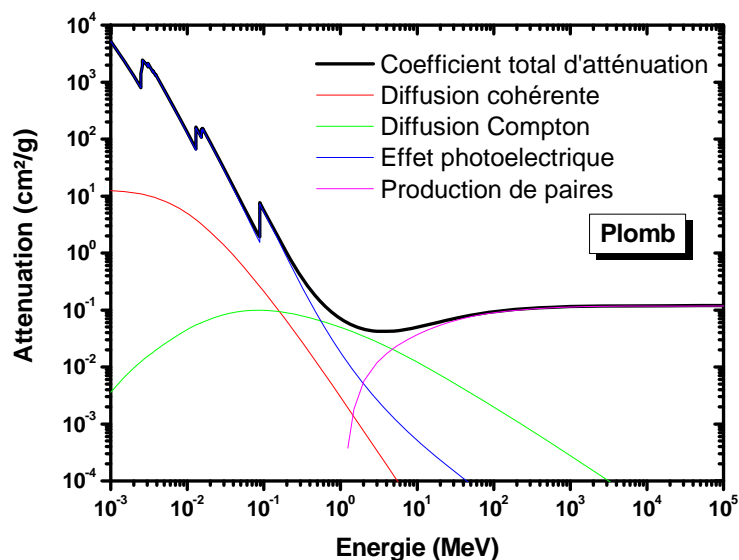


Figure 7 – Facteur d'atténuation des photons dans le plomb en fonction de leur énergie. Les différentes contributions significatives sont présentées [10].

Il y a donc une activité propre au plomb. Celle-ci peut varier fortement d'un échantillon à l'autre. Tout d'abord, il y a ce que l'on appelle le « vieux plomb » qui, comme son nom l'indique, est du plomb qui a vieilli et qui a donc (presque) perdu son activité en ^{210}Pb . C'est le cas pour celui qui est issu des vaisseaux datant de l'époque Romaine [11]. Mais actuellement, il est possible, moyennant une augmentation substantielle du prix, de se procurer du plomb présentant une activité inférieure à une certaine activité, jusqu'à des valeurs de 10 voire de 5 et même de 1 Bq/kg, en comparaison avec les milliers de Bq/kg que le plomb commercial peut exhiber.

En dehors de considérations financières, on pourrait penser que l'on a intérêt à augmenter au maximum l'épaisseur du blindage en plomb du détecteur. Tout d'abord, bien sûr, l'activité intrinsèque totale du blindage augmente. Mais la limitation vient surtout du fait que les rayonnements cosmiques en interagissant dans le plomb vont produire du bruit parasite pour le détecteur que l'on cherche à blinder. En effet, ces particules peuvent induire des neutrons rapides dans les matériaux à haut Z , ce qui, en conséquence va générer des raies gamma supplémentaires dans le détecteur suite à des réactions (n,γ) et $(n,n'\gamma)$ dans les matériaux environnants [7,12,13]. Ces neutrons peuvent également produire des radionucléides à court temps de vie [7]. Il y a aussi possibilité d'engendrer des rayons X en

cas d'éjection d'électrons du plomb ou par bremsstrahlung, principalement suite à la perte d'énergie d'électrons issus des rayonnements cosmiques.

Il est intéressant de noter que, pour diminuer les effets de la radioactivité naturelle, d'autres techniques existent. Elles consistent à utiliser un blindage actif, plutôt que passif comme le plomb. Au centre de recherche *LENA* [14], ils tirent profit du fait que les rayonnements gamma que l'on veut détecter sont souvent émis dans une cascade gamma-gamma [15] et appliquent donc une coïncidence gamma-gamma ce qui réduit drastiquement le bruit issu de la radioactivité naturelle, ainsi qu'une partie des rayonnements cosmiques.

2.2 Rayonnements cosmiques

Pour éliminer ou au minimum diminuer le bruit issu des rayonnements cosmiques, deux méthodes s'offrent en général à l'expérimentateur : avoir recours à un blindage passif (comme pour la radioactivité naturelle) ou un blindage actif.

L'action du blindage passif provient du fait qu'une partie de ces rayonnements est arrêtée en traversant une épaisseur donnée de matière, suite aux différents mécanismes d'interaction des particules considérées avec le matériau. D'où, plus cette épaisseur est grande, plus le nombre de rayonnements cosmiques stoppés dans celle-ci est grand. C'est pour cela d'ailleurs que le flux est plus faible au niveau de la mer qu'en altitude. Cependant, en laboratoire, pour obtenir une diminution appréciable, l'épaisseur de matériau nécessaire est gigantesque et il est donc impossible d'entourer le détecteur de plusieurs mètres de plomb ou de béton. D'autant que, idéalement, ce blindage doit être éloigné du détecteur afin d'éviter d'apporter trop de bruit supplémentaire (comme vu juste avant). Il est toutefois bon de noter que d'après le travail de Damjantschitsch et de ses collègues, les rayonnements cosmiques "mous" (e , γ , n , p d'environ 10 MeV) peuvent être atténués par quelques centimètres de blindage type plomb [1]. En pratique, la seule situation où l'on peut tirer profit d'un blindage passif efficace, qualitativement et surtout quantitativement, est de travailler sous une épaisseur de roche naturelle. Par exemple dans une mine [16] ou plus généralement sous la montagne [17], comme c'est le cas dans les installations reconnues de *LUNA* [18,19] où la diminution de flux est de l'ordre de 6 magnitudes, grâce à la protection naturelle d'environ 1400 mètres de roche, soit une épaisseur équivalente à 3300 mètres d'eau [20].

Nous pouvons également avoir recours à un blindage actif, deuxième méthode pour se prémunir du bruit provenant des rayonnements cosmiques. On applique alors un traitement électronique sur l'information issue du détecteur de rayonnements gamma. La méthode la plus efficace est la coïncidence gamma-gamma [15], avec un effet impressionnant, tant sur les rayonnements cosmiques que sur la radioactivité naturelle. Comme mentionné plus haut, c'est le cas à *LENA* [14], un autre centre de recherche reconnu en astrophysique nucléaire pour la qualité de leurs mesures, comme *LUNA*. Là, en plus de ce premier blindage, ils utilisent également un véto anti-rayonnements cosmiques, qui est le blindage actif le plus répandu [21-23]. Cela consiste à placer un détecteur sensible aux rayonnements cosmiques (généralement un scintillateur) autour du détecteur de rayonnements gamma utilisé et de placer ces deux-ci en anticoincidence. De cette façon, lorsqu'une particule traverse à la fois les deux détecteurs, elle ne sera pas prise en compte par le détecteur de rayonnements gamma. Etant donné la distribution angulaire des rayonnements cosmiques, il est possible de limiter la couverture du détecteur de rayonnements gamma par le scintillateur à la demi-sphère supérieure. Sur cette base, le scintillateur utilisé est parfois un parallélépipède peu épais mais de grande surface, situé au-dessus de l'autre détecteur afin de couvrir une grande partie des rayonnements cosmiques. Idéalement, ce scintillateur devrait être aussi proche que possible du détecteur de rayonnements gamma mais il faut toujours être conscient que cela risque d'apporter du bruit supplémentaire. De plus, en cas d'utilisation conjointe avec un blindage passif, il peut être complexe de le placer à l'intérieur de ce dernier, d'autant qu'il faut acheminer le signal auprès des photomultiplicateurs utilisés. Or, il a été montré que la perte d'information est relativement importante dans ce type de situation [24].

2.3 Faisceau

Comme dit plus haut, les rayonnements gamma parasites peuvent venir de l'interaction du faisceau avec des composants présents sur le trajet des particules. La solution toute simple consiste à limiter les possibilités d'interaction et qu'elles aient lieu, autant que faire se peut, le plus loin possible du détecteur. Il y a également moyen de dorer tout composant pouvant intercepter le faisceau. En effet, l'or est un élément lourd, donc avec une barrière coulombienne importante, qui diminue ainsi les risques de réactions avec le faisceau incident et qui, de plus, est l'un des derniers éléments naturellement stables.

A côté de cela, comment éviter les rayonnements gamma provenant de la cible elle-même ? Tout d'abord, l'idéal est évidemment d'avoir une cible uniquement composée de l'isotope sur lequel on veut faire la réaction nucléaire, sans aucune matrice. Ou alors, choisir une matrice pour laquelle le bruit sera minimum. Par rapport à la matrice, on sait, quoi qu'il arrive, prévoir les réactions nucléaires qui pourront être gênantes. A l'inverse, les impuretés qui peuvent malencontreusement se trouver au sein même de la cible ou en surface ne peuvent pas toutes être prévues. Cependant, une contamination de surface est généralement constituée de carbone, d'hydrogène et d'oxygène, sous la forme d'hydrocarbure et d'eau. On peut donc prédire les rayonnements gamma qui viendront parasiter la mesure. On peut aussi ôter cette couche de contamination à l'aide d'un nettoyage préalable à la mise sous vide pour la mesure, même si, à condition d'être techniquement réalisable, l'idéal serait un décapage sous vide. Le vide résiduel de la chambre d'analyse doit être propre et de faible pression. Il est fortement recommandé d'avoir recours à un piège à azote pour améliorer ces deux paramètres. Il s'agit de placer une pièce métallique à proximité de la cible irradiée ou au minimum dans la chambre d'analyse et de la refroidir à la température de l'azote liquide (-196°C). Ainsi, toute molécule se trouvant dans le vide résiduel et qui entre en collision avec cette pièce aura tendance à y rester accrochée par le phénomène de condensation, en raison de la faible température. La pression sera donc diminuée et la qualité du vide résiduel améliorée.

Vis-à-vis des contaminants se trouvant dans le volume de l'échantillon, la première mesure est évidemment de limiter leur présence lors de la fabrication de la cible. Celle-ci peut d'ailleurs parfois comporter plusieurs phases. Tout d'abord la fabrication de la matrice et ensuite seulement l'apport de l'élément *B* sur lequel on veut étudier une réaction particulière. Il peut être introduit principalement par implantation ionique ou par une des nombreuses techniques de dépôt par plasma (évaporation, pulvérisation cathodique...). Dans les exemples d'impuretés donnant des rayonnements gamma cités plus haut, il est intéressant de remarquer que ces raies gamma apparaissent lorsque l'on utilise un faisceau de protons, ce qui se comprend facilement. En effet, le proton est l'ion possédant la plus faible barrière coulombienne (avec le deutéron) et il va donc y avoir plus facilement des interactions avec une faible quantité de noyaux d'un contaminant. Dans le cadre de ces réactions impliquant un proton, la solution qui peut être envisagée est de travailler dans la cinématique inverse, c'est-à-dire d'inverser la fonction des particules incidente et cible. Ceci nécessite l'utilisation d'une cible contenant de l'hydrogène, l'isotope 1 (^1H) et pas de deutérium, celui-ci présentant des

sections efficaces de réaction plus importantes que le proton, en raison de son neutron supplémentaire.

2.4 Bruit électronique

Comme déjà explicité plus haut, malgré le fait que cela soit chaotique, l'expérimentateur peut lutter contre le bruit électronique. Il peut déjà limiter le nombre d'appareils se trouvant à proximité et pouvant introduire du bruit, comme par exemple un ordinateur et son moniteur ou certaines pompes à vide (malgré leur quasi nécessité). En effet, les pompes turbo-moléculaires peuvent induire des vibrations mécaniques préjudiciables, comme toute source de bruit sonore. Il faut minimiser la longueur des câbles utilisés pour les connexions entre les différents modules électroniques, afin d'éviter qu'ils ne captent du bruit (couplage RF). Tout doit également être fait pour éviter les problèmes de boucles de masse. On peut utiliser une seule baie *NIM*, pour tous les modules électroniques, dont l'alimentation est connectée auprès d'une prise adéquate. Bien sûr, en plus de tout cela, il faut régler précautionneusement tous les paramètres électroniques dans la chaîne de détection (amplificateurs, préamplificateurs et autres modules de traitement du signal), et ce de manière adaptée à chaque situation particulière. Finalement, des solutions pour les problèmes de bruit sont données dans le document de l'Institute of Electrical and Electronics Engineers donnant des procédures de tests pour l'utilisation des détecteurs germanium (IEEE-325-1996) [25].

Seconde partie : Mise au point d'un dispositif expérimental bas bruit

Section 1 : Détails expérimentaux

1.1 ALTAÏS

ALTAÏS est l'acronyme désignant l'Accélérateur Linéaire Tandétron pour l'Analyse et l'Implantation des Solides du LARN. Il possède une haute tension pouvant aller jusqu'à 2 MV (obtenue selon le principe du *dynamitron*) et permet d'accélérer deux fois (tandem) les ions que l'on désire utiliser comme faisceau. Le schéma de principe de l'accélérateur est donné à la Figure 8. On y distingue deux sources d'ions. La *duoplasmatron* permet d'obtenir des protons ou des particules alpha à partir d'une source gazeuse et la SNICS (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering), elle, n'importe quel élément du tableau de Mendeleïev pouvant être obtenu sous forme de poudre que l'on comprime afin de pouvoir la pulvériser. Une tension est appliquée sur la source utilisée pour extraire, en direction d'un premier aimant d'analyse (Low Energy), les ions du plasma créé. Ces ions doivent être négatifs afin d'être accélérés par la haute tension V_t située au centre du 'T' (renversé à la Figure 8).

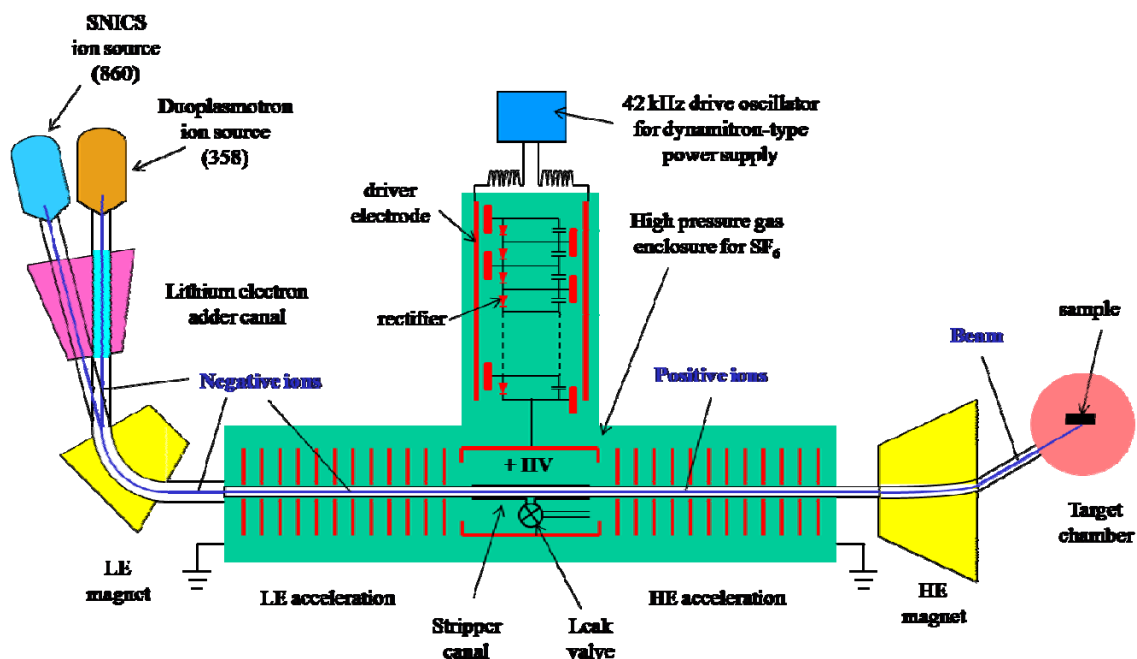


Figure 8 – Schéma de principe d'ALTAÏS. Remarquons qu'il n'y a qu'une seule ligne faisceau sur les cinq qui est représentée après l'aimant HE.

Arrivés au centre, ils entrent dans un canal d'échange (composé d'azote gazeux) permettant d'éplucher ces ions d'une partie de leurs électrons afin d'obtenir des ions positifs qui vont pouvoir être accélérés une seconde fois. Si ceux-ci peuvent être plusieurs fois chargés positivement (disons q fois), l'énergie qui peut leur être fournie est d'autant plus grande et est, en première approximation, proportionnelle à $(1+q)V_t$. Un second aimant d'analyse (High Energy) permet d'envoyer le faisceau d'ions dans une des 5 lignes possibles, en fonction de l'utilisation que l'on va faire du faisceau, chacune ayant une application bien précise. A la **Figure 8**, seule une ligne à 30° sur la gauche est représentée.

En pratique, l'énergie E des particules lorsqu'elles arrivent en bout de ligne est obtenue à partir de la formule suivante :

$$E(eV) = (V_c + V_e + V_t) \frac{M}{M_{tot}} + qV_t \quad (2.1)$$

où V_e est la tension appliquée pour extraire les ions de la source, V_c est la tension utilisée pour pulvériser la cible avec le césium (uniquement valable pour la source SNICS), M est la masse de l'ion (positif) sélectionné à l'aimant HE et M_{tot} la masse de l'ion (une fois chargé négativement) sélectionné à l'aimant LE. En général, $M = M_{tot}$ mais dans le cas où l'on veut un faisceau d'azote, il est nécessaire de recourir pour la première accélération à un ion CN^- car le temps de vie d'un ion azote négatif est trop faible. Il est important de noter que V_t est la tension réellement appliquée par la chaîne électronique et qu'il existe un facteur qui la relie à la tension consigne. Pour obtenir ce facteur, nous avons recours à un calibrage à partir de réactions résonantes ou à seuil. Plus de détails peuvent être trouvés dans différentes publications [26,27].

Bien entendu, il y a, en plusieurs endroits le long du trajet des ions, différents éléments de focalisation et d'alignement du faisceau, des lectures du courant produit par les ions et même des BPM (Beam Profile Monitor) afin d'avoir une idée de la géométrie du faisceau.

1.2 Implantation ionique

L'implantation ionique a été utilisée durant ce doctorat en vue de réaliser un standard, essentiellement un standard en hydrogène (mais nous avons également réalisé des standards en azote, à l'aide de cette technique [28] ou encore en silicium isotopique). Cela consiste à

accélérer des ions en direction d'une cible afin qu'ils s'arrêtent dans celle-ci et y restent de manière permanente. Comme pour un accélérateur, il existe différents types de sources (solide ou gazeuse) dans lesquels un plasma contenant l'élément à planter est créé. Les ions sont extraits du plasma et ensuite accélérés en direction de la cible qui va être implantée. Ils vont s'y arrêter à une profondeur qui dépend de leur énergie. En réalité, la profondeur des ions dans la matrice suit une distribution particulière, se rapprochant d'une gaussienne [29], avec les différents moments qui lui sont associés dont le premier est le parcours projeté (distance moyenne où sont arrêtés les ions). Il faut aussi bien avoir à l'esprit qu'un ion arrivant sur une cible peut avoir plusieurs effets autres que la simple implantation. Il peut en effet être rétrodiffusé ou pulvériser la cible (ou un ion déjà implanté), ce qui diminue la quantité implantée. Il existe, pour chaque type d'ion implanté à une énergie donnée dans une certaine matrice, une dose au-delà de laquelle on ne sait plus ajouter d'ions (saturation).

En fonction de la qualité de l'implanteur, différents éléments de focalisation et d'alignement plus ou moins évolués sont à la disposition de l'expérimentateur. Il est souvent nécessaire et souhaitable de profiter d'un système de balayage du faisceau sur la cible. En effet, même si l'on y perd en intensité faisceau (et donc en temps), l'implantation obtenue gagne en homogénéité. Dépendamment du type d'échantillon que l'on désire réaliser, on va avoir besoin d'une énergie particulière et donc d'une tension d'accélération particulière, imposant de travailler avec un implanteur adapté. C'est pourquoi, comme nous le verrons par la suite, lors de ce travail, nous avons eu recours à un implanteur de l'INRS – Energie, Matériaux et Télécommunications (Varenes, Québec). Celui-ci permet de réaliser des implantations de basse énergie (quelques keV) et utilise une déflexion magnétique afin de sélectionner uniquement les ions à planter dans une ligne faisceau à 20°.

1.3 Spectroscopie par rétrodiffusion Rutherford (RBS)

Comme son nom l'indique, la technique RBS (Rutherford Backscattering Spectroscopy) est basée sur une diffusion, c'est-à-dire que l'on envoie un faisceau de particules sur une cible et que l'on détecte, à un angle particulier, les particules qui ont diffusé sur la cible. Le terme 'rétro' signifie que l'on se focalise sur les angles supérieurs à 90° (et même proches de 180°) par rapport à la direction du faisceau incident. C'est en 1911 que Rutherford (et ses collaborateurs Geiger et Marsden) fut le premier à décrire ce phénomène et à en donner les caractéristiques en étudiant la diffusion de particules alpha sur des feuilles d'or

[30,31]. Depuis lors, avec le développement des accélérateurs, ce phénomène a été mis à profit par les physiciens nucléaires pour en faire une des techniques d'analyse les plus abouties et les plus utilisées actuellement.

En pratique, cela consiste à envoyer un faisceau de particules légères (généralement des particules alpha ou des protons) sur une cible que l'on désire analyser. Une partie de ces particules va donc être diffusée vers l'arrière où l'on a placé un détecteur *PIPS* pour étudier les informations données par les particules sur la cible. Le point intéressant est que, à condition de conserver une énergie raisonnable (évitant les effets nucléaires), la section efficace répond à une formule analytique relativement simple, si l'on connaît la géométrie correctement. On dit que la technique RBS est auto-quantitative et on peut donc l'utiliser comme moniteur de courant, donnant le nombre de particules incidentes sur la cible. Lorsque l'on utilise cette méthode, il faut toutefois être attentif à ce que les particules incidentes n'effectuent pas de *canalisation* à travers la cible, sans quoi il est impossible d'utiliser cette information. Comme durant ce travail, la technique RBS a essentiellement été utilisée comme moniteur de courant sur des cibles en silicium cristallin, il a fallu être attentif à tout cela.

On va être sensible essentiellement aux éléments lourds, même si des plus légers (tels que carbone, azote ou oxygène) peuvent aussi être observés à condition d'en avoir une quantité suffisante et que leur signal ne soit pas noyé par celui des éléments lourds. On obtient des informations en en fonction de la profondeur, étant donné que les particules incidentes peuvent être rétrodiffusées à toutes les profondeurs, à condition qu'elles aient suffisamment d'énergie pour ressortir de la cible. Ceci entraîne que la technique RBS est idéale pour l'analyse des couches minces, comme détaillé par Guy Demortier et Guy Terwagne dans le chapitre 10 d'un ouvrage traitant des différents types d'analyse non destructive [32].

1.4 Analyse par détection de recul élastique (ERDA)

L'ERDA (Elastic Recoil Detection Analysis) est une autre technique, qui, elle, a été mise en évidence pour la première fois par un groupe de chercheurs québécois, L'Ecuyer et al. en 1976 [33]. Depuis lors, elle a été largement utilisée et améliorée dans la plupart des laboratoires nucléaires du monde. Comme nous allons le voir, elle est appropriée pour l'analyse d'éléments légers dans une matrice d'éléments plus lourds. Par exemple de l'hydrogène dans du silicium, ce qui fut le cas durant ce doctorat.

Le principe est fort proche du RBS. En effet, on envoie toujours un faisceau de particules (particules alpha mais on peut aussi avoir des éléments plus lourds) en direction d'une cible que l'on désire analyser. Les particules incidentes vont entrer en collision avec des éléments de la cible plus légers qu'elles et les éjecter de la cible. Un détecteur placé à un angle adapté va étudier le recul de ces ions. Tout comme dans le cas du RBS, la section efficace est donnée par une formule analytique. Cependant, les effets nucléaires se font sentir à plus basse énergie que pour le RBS (barrière coulombienne plus faible) et il est souvent nécessaire d'avoir recours à des sections efficaces expérimentales afin d'obtenir une concentration absolue pour l'élément étudié.

La géométrie utilisée dépend du type de cible impliqué dans la mesure. En effet, s'il s'agit d'une cible mince, les particules de recul pourront être détectées à l'arrière même en ayant une incidence normale. Par contre, dans le cas d'une cible épaisse, il est obligatoire de travailler en incidence rasante. Un exemple d'une telle géométrie est donné à la **Figure 9**. Il s'agit de celle utilisée pour analyser l'hydrogène implanté dans une matrice (épaisse) de silicium. Cela se fait en inclinant la cible pour avoir un angle α très petit. Les particules de recul sont alors recueillies vers l'avant par un détecteur placé à quelques dizaines de degrés (angle θ).

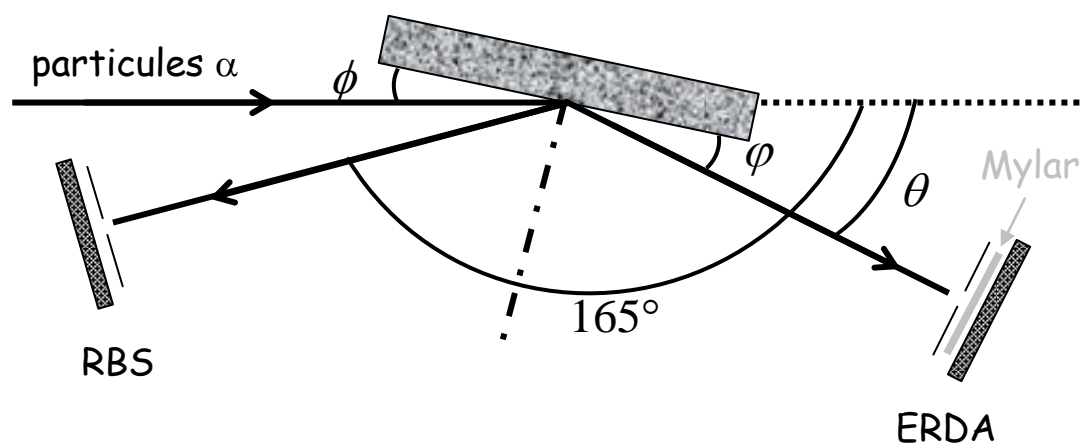


Figure 9 – Exemple de géométrie de détection lors d'une analyse ERD, couplée avec un détecteur RBS. [34]

Sur la **Figure 9**, on aperçoit une feuille de Mylar placée devant le détecteur ERDA. Il est indispensable afin de stopper les particules incidentes (rétro)diffusées sur la matrice qui noieraient l'information provenant des particules de recul. Ces dernières perdent une partie de leur énergie mais sont tout de même détectables (même si le spectre est entaché d'une perte de

résolution). D'autres possibilités, comme l'application conjointe d'un champ électrique et magnétique ou l'utilisation du temps de vol, s'offrent à l'expérimentateur afin de surmonter ce problème et sont largement explicitées dans le livre Forward Recoil Spectrometry [35].

1.5 Analyse par réaction nucléaire résonante (RNRA)

Tout d'abord, dans RNRA (Resonant Nuclear Reaction Analysis), il y a réaction nucléaire. En principe, une telle réaction se produit dès qu'il y a interaction nucléaire entre les particules impliquées dans une collision. On peut donc déjà parler de réaction nucléaire dans le cas de l'ERDA si la section efficace ne suit plus la valeur théorique de Rutherford. En supposant que l'on a une particule incidente de noyau a qui va réagir avec un noyau A de la cible, on va avoir un noyau composé C formé (quelques exceptions existent, voir *Annexe II*). Ce noyau C regroupe tous les nucléons mis en jeu dans la collision et on suppose qu'il perd la mémoire quant à la voie d'entrée qui a donné lieu à sa formation. Il se trouve dans un état excité et va donc se stabiliser en émettant une ou plusieurs particules par une des voies de sortie possibles (dont la voie d'entrée et on a alors une simple diffusion). En étudiant cette réaction nucléaire, on va étudier, au minimum, un des produits qui peut être un rayonnement gamma (voir après) ou une particule chargée, voire un neutron.

Dans une réaction nucléaire, une énergie est donnée à la particule incidente mais seule une partie de cette énergie est réellement disponible, le reste correspondant à l'énergie cinétique associée au déplacement du centre de masse. On connaît cette énergie en se rapportant au *système du centre de masse*, au lieu du système du laboratoire. On a la formule qui donne la relation entre les énergies dans les deux systèmes :

$$E_{CM} = \frac{\mu}{m_{proj}} E_{Lab} \quad (2.2)$$

où $\mu = \frac{m_{cibl} m_{proj}}{m_{cibl} + m_{proj}}$ est la masse réduite. Remarquons que pour avoir une réaction nucléaire, il

faut que le bilan énergétique Q de la réaction soit positif. S'il est négatif (réaction endo-énergétique), il faut apporter une énergie au système afin de rendre possible cette réaction. On doit avoir $E_{CM} > |Q|$.

Une réaction nucléaire est qualifiée de résonante lorsque, pour une (ou plusieurs) énergie(s), la section efficace est plus importante. Cela vient du fait que l'énergie donnée au système $a + A$ correspond exactement à un niveau excité du noyau composé C . Ceci est illustré à la **Figure 10**. Ces résonances peuvent être plus ou moins larges et plus ou moins intenses. On peut utiliser une résonance pour obtenir un profil en profondeur d'un échantillon. Plus elle est intense, plus vite la mesure se fera, et plus elle est étroite, meilleure sera la résolution en profondeur.

En pratique, la résonance est utilisée comme une sonde que l'on déplace à travers l'échantillon : en variant l'énergie des particules incidentes, on ajuste la profondeur à laquelle la résonance se produit. Le produit de réaction détecté rend compte de la profondeur sondée. Ceci est d'autant plus vrai que la résonance est étroite, la convolution de la section efficace avec la cible étant limitée à une plus faible épaisseur. C'est le cas pour la réaction $^{15}\text{N}(p, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$ [36,37] qui est utilisée pour profiler l'azote (^{15}N) ou l'hydrogène si utilisée en cinématique inverse [38], ou encore la réaction $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$ utilisée pour quantifier de l'azote [39]. Lorsque l'on mesure un profil en profondeur d'hydrogène, on obtient d'abord un profil brut donnant le nombre de rayonnements gamma en fonction de l'énergie du faisceau de ^{15}N . Cela donne déjà une bonne information sur la cible. Mais on traite généralement les données afin d'obtenir la concentration en fonction de la profondeur. Ceci demande une déconvolution à l'aide d'un programme adapté et le recours à un standard.

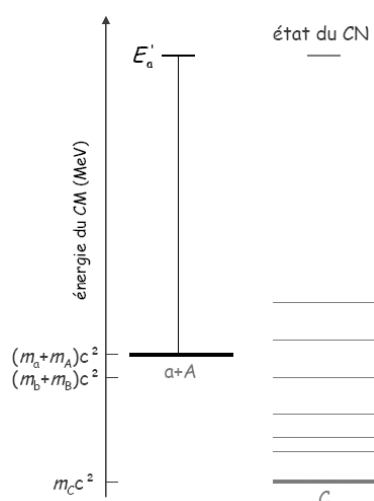


Figure 10 – Mise en évidence de l'existence d'une résonance pour une énergie E'_a dans le système du centre de masse pour la réaction $a + A \rightarrow C^*$. [40]

1.6 Spectroscopie par émission de rayonnements γ induite par une particule (PIGE)

Lors de réactions nucléaires, il arrive que le produit de réaction que l'on détecte soit un rayonnement gamma, issu de la désexcitation du noyau composé ou d'un autre produit de réaction. Généralement, il n'y a pas qu'un seul rayonnement gamma mais plutôt une cascade entre les différents niveaux excités qui sont alimentés par le niveau résonant. Un spectre PIGE (Particle Induced Gamma-ray Emission) présente donc différentes raies à des énergies caractéristiques de la réaction étudiée, mais aussi d'autres réactions induites par le faisceau. A cela s'ajoute évidemment le bruit de fond généré par la radioactivité naturelle et les rayonnements cosmiques, ce qui a été détaillé dans la Première partie.

Comme ce sont des photons qui sont détectés, il y a quelques effets physiques à connaître. Tout d'abord, l'effet Doppler peut affecter une raie gamma. En effet, lors d'une réaction nucléaire, la particule incidente possède une certaine quantité de mouvement. Celle-ci va être transférée au noyau composé (ou partiellement à un noyau produit) qui va émettre un photon pour se stabiliser. Or, s'il est en mouvement lors de cette émission, l'énergie du rayonnement gamma, initialement égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux impliqués E'_γ , sera modifiée. Ce sera le cas si le temps de vie du niveau excité est inférieur au temps de recul du noyau. On aura alors une énergie détectée :

$$E_\gamma = E'_\gamma \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right) \quad (2.3)$$

où θ est l'angle entre la direction d'émission du rayonnement gamma et la trajectoire du noyau émetteur qui recule avec une vitesse v . On voit en particulier que l'effet Doppler est annulé lorsque le rayonnement gamma est émis à 90° . En pratique, cela se traduit par un élargissement de la raie avec une valeur maximale à 0° . Une autre correction peut être faite en tenant compte de l'impulsion E_γ/c emmenée par le photon mais est négligeable pour des rayonnements gamma d'énergie raisonnable (quelques MeV).

Un spectre pour un rayonnement gamma unique ($E_\gamma = 2.6145 \text{ MeV}$) par un détecteur HP Germanium (celui utilisé durant ce travail, voir *Section 2*) est illustré à la **Figure 11**. On y voit le Full-Energy peak (*FE peak*), les deux *pics d'échappement*, le *pic d'annihilation* ainsi que le *fond Compton*. Ces différents termes sont expliqués dans le lexique (voir *Annexe IV*). Il

a été obtenu à l'aide d'une simulation MCNPX (voir *Annexe I*) avec le *Tally F8*, à laquelle un traitement a été appliqué pour tenir compte du fait que, bien que très bonne, la résolution en énergie du détecteur est limitée. La source était une calotte sphérique de rayons extérieur et intérieur de respectivement 60 et 50 cm.

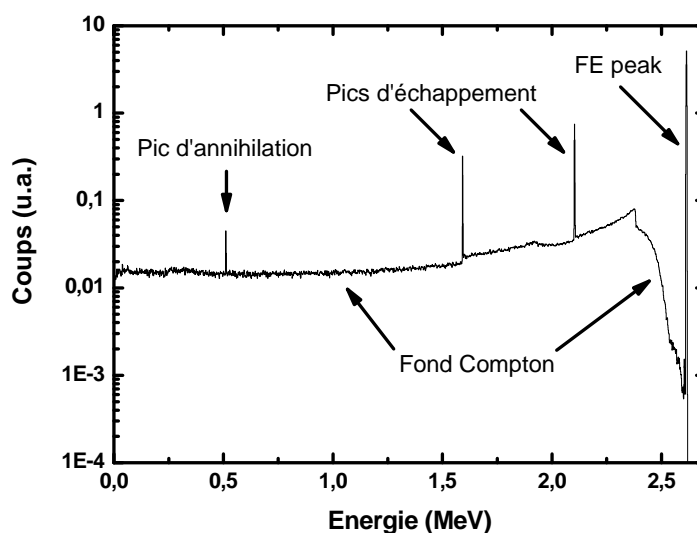


Figure 11 – Simulation MCNPX d'un spectre pour un rayonnement gamma 2.6145 MeV (de la radioactivité naturelle) détecté par le HPGe utilisé dans ce travail. Les pics caractéristiques sont repérés.

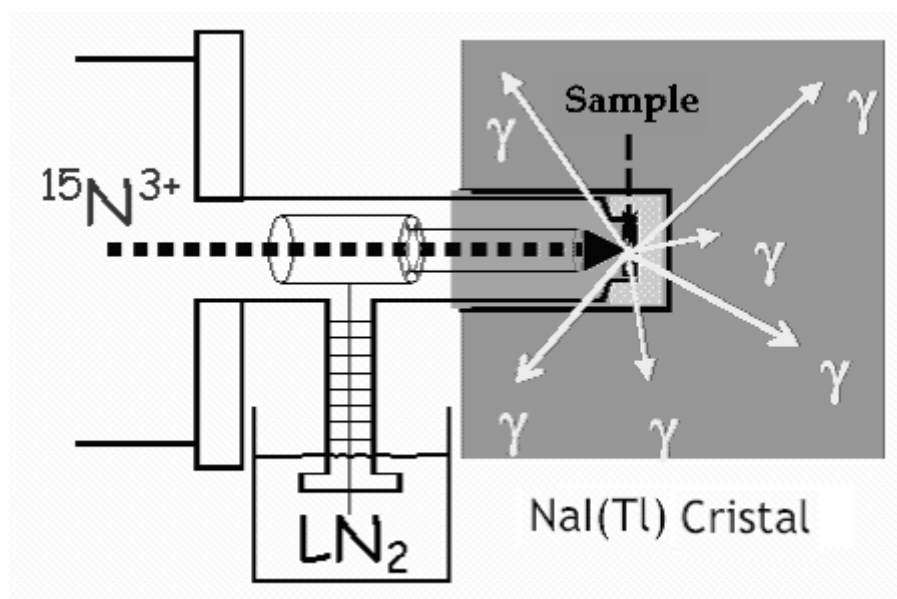


Figure 12 – Géométrie de détection dans laquelle se faisaient les mesures de profil en profondeur en hydrogène pour les standards. [34]

D'un point de vue pratique, nous avons réalisé du PIGE dans différentes géométries. Bien sûr dans celle du dispositif bas bruit développé dont les détails seront donnés plus loin, mais aussi dans une géométrie, donnée à la **Figure 12**, utilisée pour obtenir le profil en profondeur des standards en hydrogène (par RNRA). On utilisait un détecteur NaI(Tl) puits qui nous donnait un angle solide de détection de quasiment 4π sr. Un doigt froid était aussi présent afin d'améliorer au maximum la qualité du vide résiduel.

Section 2 : Développements

2.1 Standard en hydrogène

Une des idées motrices de ce projet est de travailler en cinématique inverse pour mesurer les sections efficaces de réactions d'intérêt astrophysique où intervient un proton. Pour cela, il est nécessaire d'avoir à notre disposition une cible contenant de l'hydrogène, et même mieux, un standard en hydrogène. Notre choix s'est porté sur une cible solide plutôt que gazeuse. En effet, cela présente plusieurs avantages. Tout d'abord, pour des raisons évidentes d'encombrement car une cible gazeuse nécessite un volume assez important, en plus de l'obligation de réaliser un vide différentiel. Ensuite, comme nous le verrons par la suite, nous avons calculé l'efficacité de détection de tout le système bas bruit et cela se fait bien plus aisément et correctement avec une source d'émission de rayonnements gamma quasi ponctuelle, ce qui est le cas de la cible solide.

Nous avons donc fabriqué nous-mêmes ce standard en hydrogène, dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe de Guy Ross à l'INRS (Energie, Matériaux et Télécommunications) à Varennes (Québec). Une partie de la recherche sur cette cible a été réalisée durant mon mémoire de licence intitulé 'Réalisation par implantation ionique et caractérisation d'un standard en hydrogène en vue de l'étude de réactions nucléaires d'intérêt astrophysique' [41]. Les résultats ont également été publiés [34]. Nous ne donnons donc ici que les éléments les plus pertinents à ce sujet.

Voici les caractéristiques que doit comporter le standard en hydrogène (comme tout standard d'ailleurs, quelle que soit sa nature) :

- Contenir une grande quantité d'hydrogène connue et uniforme, et ce dans une couche offrant un bon compromis entre une couche mince (idéalement une couche atomique...) et une quantité importante d'hydrogène, c'est-à-dire environ 100 nm ;
- L'hydrogène doit être aussi pur que possible dans l'isotope 1 (^1H), c'est-à-dire n'avoir aucune trace de deutérium (^2D), puisqu'il pourrait provoquer des réactions interférant avec celle étudiée (réactions du type (d,p) ou (d,n), en cinématique inverse) ;
- La cible devra être reproductible, afin de pouvoir profiter d'un grand nombre d'échantillons qui auront été réalisés d'une manière relativement simple ;

- Il faudra avoir un matériau conducteur de manière à pouvoir faire une lecture du courant faisceau sur la cible ;
- Elle devra également être stable sous l'irradiation d'un faisceau d'ions, sinon la quantité d'hydrogène contenue ne pourra pas être connue avec certitude, ou au minimum la cible doit avoir un temps de vie sous irradiation acceptable ;
- La cible sera, finalement, stable dans le temps, aucune décroissance radioactive et/ou migration de l'implant n'intervenant pour diminuer la quantité de l'élément à analyser.

Une étude bibliographique d'Olivier Galloy [42] a permis de déterminer quel type d'échantillon répondait le mieux à ces conditions. Il s'agit de l'hydrogène implanté dans le silicium qui, contrairement à des polymères par exemple, est relativement stable sous faisceau. Cette stabilité est assez connue dans la littérature, comme explicité dans l'article de Schiettekatte et al. [43]. Ceci est dû au fait que l'hydrogène peut faire des liaisons de type covalent avec les atomes de silicium. De plus, l'implantation va produire des défauts à l'intérieur même du cristal de silicium, ce qui augmente les probabilités de liaison. En effet, des études par spectroscopie vibrationnelle ont montré que suite à l'implantation d'hydrogène dans un cristal de silicium, des lacunes hydrogénées apparaissent [44]. Ces lacunes, largement créées par le faisceau d'ion, peuvent avoir plusieurs liaisons pendantes saturées par des atomes d'hydrogène. Un type de défaut intéressant est le V_2H_6 (six liaisons saturées) qui peut donner lieu à l'apparition de surfaces intérieures, parallèles aux faces (100), terminées par des atomes d'hydrogène [44-46]. De plus, l'implantation ionique permet d'être isotopiquement sélectif, ce qui évite d'intégrer du deutérium dans le standard en hydrogène.

Il est important de noter également que la présence d'hydrogène sous forme gazeuse est mise en évidence à l'intérieur du silicium. Ce point peut donner lieu à l'apparition de bulles (blistering) en surface de l'échantillon de silicium, qui peuvent également exploser (flaking). Ce phénomène doit évidemment être évité pour la cible que nous voulions obtenir. En effet, non seulement cela peut entraîner une inhomogénéité en hydrogène sur la surface mais, lors de l'utilisation de cette cible, l'irradiation par un faisceau d'ions peut augmenter le problème (échauffement) et percer ces bulles. Il peut donc y avoir une perte d'hydrogène importante et discontinue, ce qui est à éviter. Le blistering est actuellement très bien connu puisqu'il est à la base du procédé Smart Cut[®] utilisé pour la création de puces au silicium (Silicon On Insulator) en microélectronique [47].

Dans notre cas, quelles sont les conditions utilisées ? Tout d'abord, il faut implanter des ions $^1H^+$ plutôt que les ions moléculaires $^1H_2^+$ afin d'éviter une contamination en ions $^2D^+$ de masse quasiment identique. On sait qu'une implantation va avoir une distribution de type gaussien dans la matrice. Par ailleurs, la convolution de deux gaussiennes est capable de produire une distribution quasi rectangulaire. Il paraît donc naturel de réaliser deux implantations successives avec deux énergies différentes. A partir de simulations à l'aide du programme SRIM [48], on peut évaluer à quelle profondeur moyenne (leur parcours projeté) vont s'arrêter les ions $^1H^+$ dans le silicium, en fonction de leur énergie. Nous avons alors opté pour une implantation à 3 keV et une autre à 1,5 keV, en supposant que cela donnerait une distribution en hydrogène uniforme sur une centaine de nanomètres.

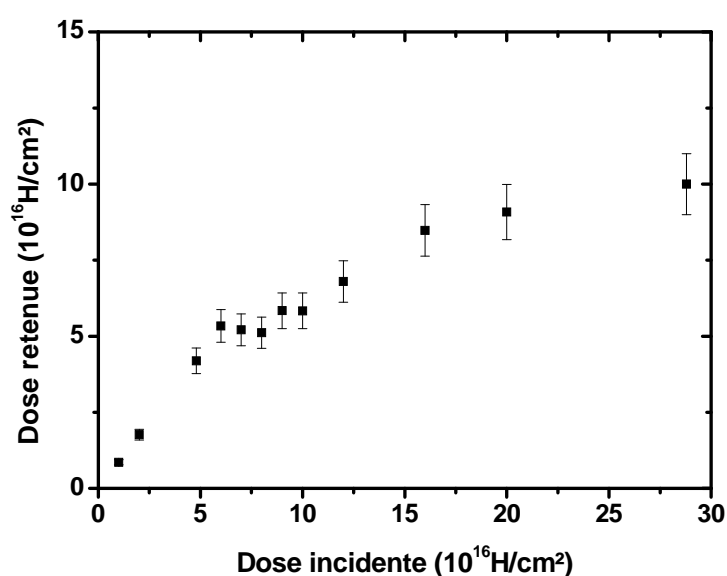


Figure 13 – Dose retenue en hydrogène en fonction de la fluence d'ions $^1H_2^+$ de 3 keV dans le silicium. Ces valeurs ont été obtenues suite à des mesures ERDA avec des particules alpha. [34]

Pour déterminer la dose à implanter, nous avons étudié la dose retenue en fonction de la dose implantée avec une énergie de 3 keV pour, toutefois, des ions $^1H_2^+$ pour une question de facilité. Le résultat est donné à la Figure 13 où l'on obtient un graphe typique. En effet, on voit que pour des doses implantées inférieures à $6 \times 10^{16} \text{ at/cm}^2$, la relation est linéaire. Le coefficient angulaire est cependant inférieur à 1 (0.89 ± 0.07), ce qui est dû aux ions incidents rétrodiffusés sur la cible plutôt qu'à la pulvérisation, comme confirmé par des simulations à

l'aide de SRIM. Au-delà de 6×10^{16} at/cm², il semble que l'on arrive dans un régime de pseudo-saturation jusque 1×10^{17} at/cm², puis la dose retenue augmente de nouveau mais plus lentement, jusqu'à la saturation finale. La pseudo-saturation (où nous avons un plus grand nombre de mesures) peut s'expliquer par le fait qu'il faut atteindre une dose de 1×10^{17} at/cm² pour avoir suffisamment de défauts créés, nécessaires pour que l'hydrogène puisse se lier au silicium. A partir de cela, nous avons un ordre de grandeur (10^{17} at/cm²) pour les doses à planter pour le standard en hydrogène.

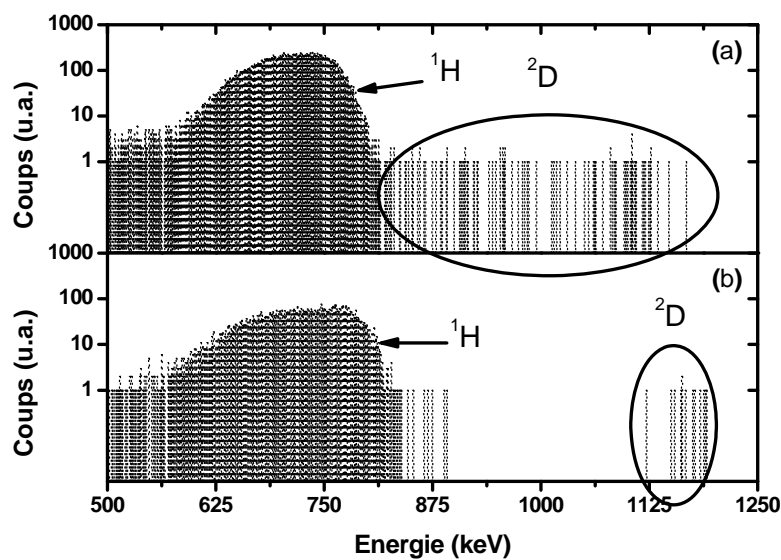


Figure 14 – Spectre de recul à 20° de l'hydrogène et du deutérium produit par des particules alpha de 2.128 MeV irradiant des échantillons implantés avec de l'hydrogène et du deutérium (a) et présentant du deutérium uniquement en surface (b). [34]

Nous avons alors implanté des doses de 1×10^{17} at/cm² et 6×10^{16} at/cm² respectivement à 3 et 1.5 keV. Plusieurs vérifications ont été faites afin de valider l'appellation 'standard'. Tout d'abord, du point de vue de la pureté isotopique. Pour ce faire, nous avons analysé les échantillons obtenus au moyen de la technique ERDA qui présente l'avantage d'être à la fois sensible à l'hydrogène et au deutérium. Les conditions étaient celles de la Figure 9 avec $\theta = 20^\circ$, $\alpha = 15^\circ$ et des particules alpha de 2.128 MeV (afin de profiter d'une résonance sur le deutérium à cette énergie). On peut voir deux spectres typiques ERDA à la Figure 14. La partie (b) a été obtenue sur les échantillons prétendant au titre de standard, tandis que le spectre (a) provient de l'analyse d'un échantillon implanté dans des conditions similaires, mais à l'aide d'un implantateur $\vec{E} \times \vec{B}$, sans que le deutérium n'ait été éliminé. Pour la partie (b), le deutérium

apparaissant est dû à une contamination de surface, alors que la partie (a) dévoile du deutérium sur une profondeur bien plus importante, signifiant qu'il a bien été implanté. Nous pouvons conclure que, hormis la contamination de surface, nos échantillons ont atteint la pureté isotopique.

Ensuite, il fallait contrôler l'allure du profil en profondeur. Cela a été fait à l'aide de deux techniques différentes : l'ERDA, dans les conditions utilisées pour tester la pureté isotopique, et le RNRA. Cette dernière technique met à profit la résonance très intense et très étroite (surnommée la Mona Lisa des résonances [36]) de la réaction $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ et consiste à détecter des rayonnements gamma de 4.439 MeV du ^{12}C . Nous l'avons utilisée dans le dispositif expérimental de la **Figure 12**, en cinématique inverse où la résonance apparaît à 6385 keV. La concentration a été déduite en ayant recours à un standard, à savoir un dépôt de SiC_xH_y . Les deux profils obtenus sont présentés à la **Figure 15** et sont en très bon accord. Le profil fait une centaine de nanomètres pour une concentration atomique d'environ 18.5%. Il faut remarquer la présence d'un pic en surface dû à une contamination de surface dans la chambre d'analyse, provenant du vide résiduel. Comme vu à la **Figure 14**, cette contamination contient du deutérium.

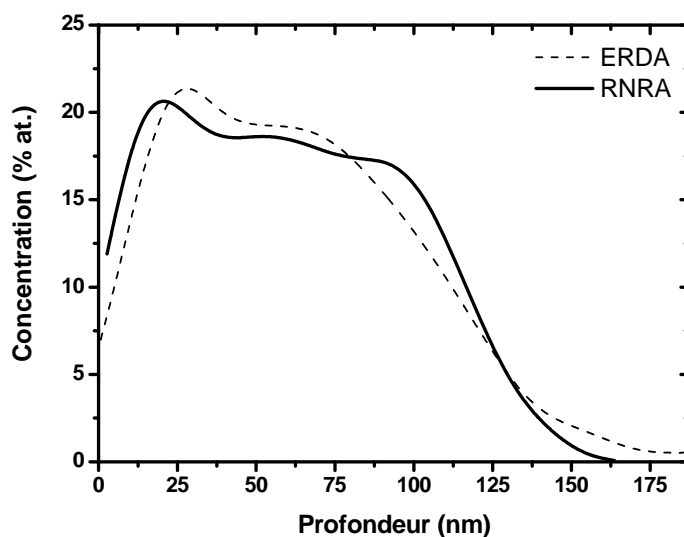


Figure 15 – Comparaison des profils en profondeur d'un standard en hydrogène à l'aide des techniques ERDA (tirets) et RNRA (trait plein). [34]

Il faut aussi s'assurer que ce type d'échantillon est reproductible. La **Figure 16** présente les profils de cinq échantillons différents, obtenus par RNRA, pour lesquels la contribution du pic de surface a été ôtée. On voit que ces cinq cibles différentes sont très proches les unes des autres, la procédure de fabrication étant donc bien maîtrisée. La dose contenue dans ces échantillons est de l'ordre de $9 \times 10^{16} \text{ } ^1\text{H}/\text{cm}^2$, confirmant le fait qu'une partie des ions implantés n'est pas retenue dans la matrice de silicium.

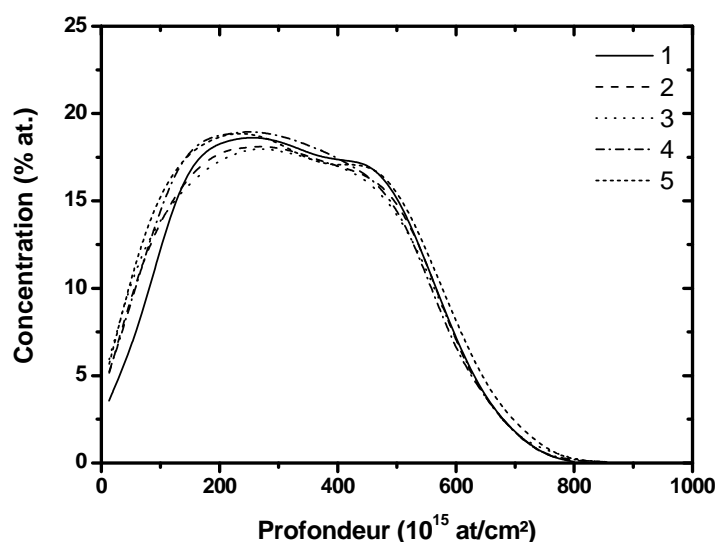


Figure 16 – Profils en profondeur de cinq standards en hydrogène obtenus par RNRA et dont les contributions du pic de surface ont été retirées. [34]

Finalement, il était nécessaire de vérifier la tenue sous faisceau de ces échantillons. Nous avons de nouveau utilisé la réaction $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ en cinématique inverse. Comme mentionné plus haut, sa résonance permet réellement de sonder la profondeur désirée de l'échantillon analysé. On a donc étudié la stabilité du pic de surface et de l'hydrogène implanté. Les résultats sont présentés à la **Figure 17**. Il est visible que la contamination de surface *désorbe* au cours de l'irradiation. Les données ont été ajustées à l'aide d'une exponentielle décroissante à deux termes, comme suggéré par G.G. Ross et I. Richard [49]. Par contre, la partie implantée peut être ajustée à l'aide d'une droite horizontale, montrant que sous les conditions d'analyse (un total de $2.4 \times 10^{14} \text{ } ^{15}\text{N}^{3+}$ pour un courant de l'ordre de 100 nA), l'échantillon est stable sous faisceau.

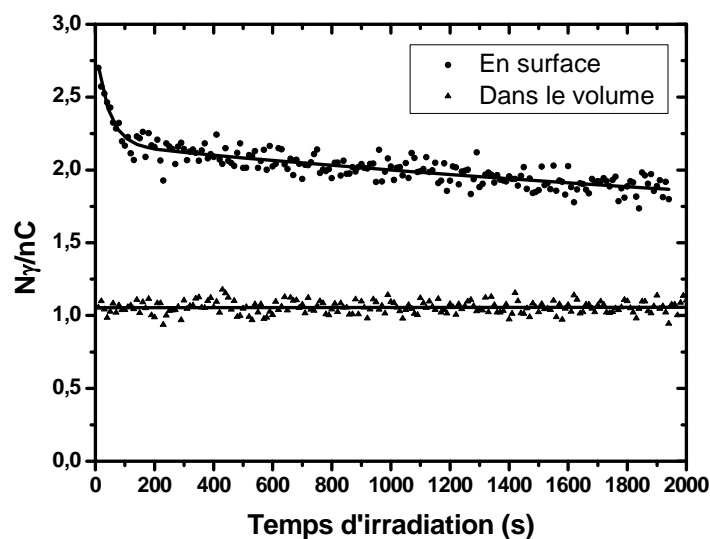


Figure 17 – Désorption de l'hydrogène de surface ajustée par une exponentielle décroissante à deux termes. Stabilité de l'hydrogène implanté durant l'irradiation d'ions $^{15}\text{N}^{3+}$.

Comment est obtenue l'évolution de l'hydrogène ? Tout d'abord, pour avoir l'information sur l'hydrogène, on regarde l'évolution des rayonnements gamma issus de la réaction réalisée. Ensuite, le logiciel d'acquisition, MPA-3, permet d'enregistrer (sous la forme d'un fichier *list*) tous les événements en y associant le moment où ils sont comptabilisés. De plus, nous avons réalisé un programme, TMOWIN, permettant de lire ces fichiers et d'en ressortir toutes les informations intéressantes, dont, entre autres, l'évolution en fonction du temps d'irradiation (ou de la charge intégrée) du nombre de coups dans une ou plusieurs régions d'intérêt.

Il est important de remarquer que la présence de la contamination de surface est assez gênante. Tout d'abord, cela apporte du deutérium, présent naturellement (0.0150 %) dans l'hydrogène. Or, les réactions sur le deutérium présentent des sections efficaces plus élevées que sur des protons. Pour illustrer cela, la **Figure 18** présente deux spectres de rayonnements gamma acquis suite à l'irradiation par un faisceau de $^{13}\text{C}^{3+}$ de 7.2 MeV sur, d'une part, un standard en hydrogène et, d'autre part, le même type d'échantillon mais implanté en deutérium. Il est visible que, malgré une charge intégrée dix fois plus petite, on a environ dix fois plus de rayonnements gamma détectés dans le cas du deutérium. Ceci alors que sur l'hydrogène, on a une résonance à cette énergie (voir Troisième partie). Ensuite, comme cette

contamination n'est pas toujours nécessairement la même et qu'elle désorbe, la connaissance du profil en hydrogène ne sera pas parfaite.

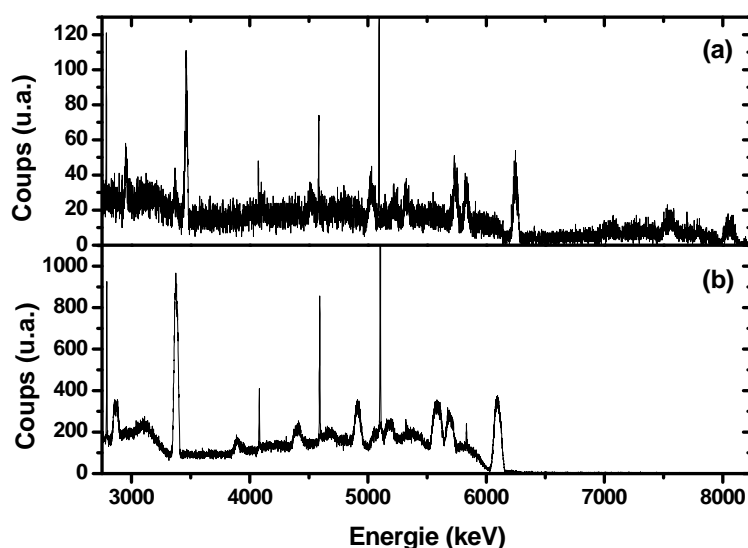


Figure 18 – Spectre de rayonnements gamma obtenu avec un faisceau de $^{13}\text{C}^{3+}$ sur des cibles de silicium implantées avec de l'hydrogène (a) et du deutérium (b) pour une charge intégrée de 23.2 mC (a) et 2.5 mC (b). [34]

2.2 Détecteur de rayonnements gamma

Il est important de bien choisir le détecteur de rayonnements gamma. En effet, il s'agit de l'outil principal pour une détection bas bruit, celui dont dépendront les spectres d'acquisition de n'importe quelle mesure ou analyse. Certains détecteurs utilisés sont des détecteurs à scintillation, signifiant que les rayonnements gamma (ou des particules chargées) les traversant provoquent l'émission de photons collectés à l'aide d'un photomultiplicateur. On pense principalement aux détecteurs d'iodure de sodium dopés au thallium (NaI(Tl)) [1,50] ou encore à ceux d'ortho-germanate de bismuth ($\text{Bi}_3\text{Ge}_4\text{O}_{12}$ – BGO) [51,52]. La différence entre les deux est l'efficacité de détection. En effet, pour un même volume, les BGO ont une plus grande efficacité que les NaI(Tl) [51]. Par contre, l'un comme l'autre ont une résolution en énergie assez pauvre. Or, dans notre cas, plus la résolution sera bonne, meilleur sera le rapport signal sur bruit pour une raie gamma dans un spectre (car moins de rayonnement cosmiques).

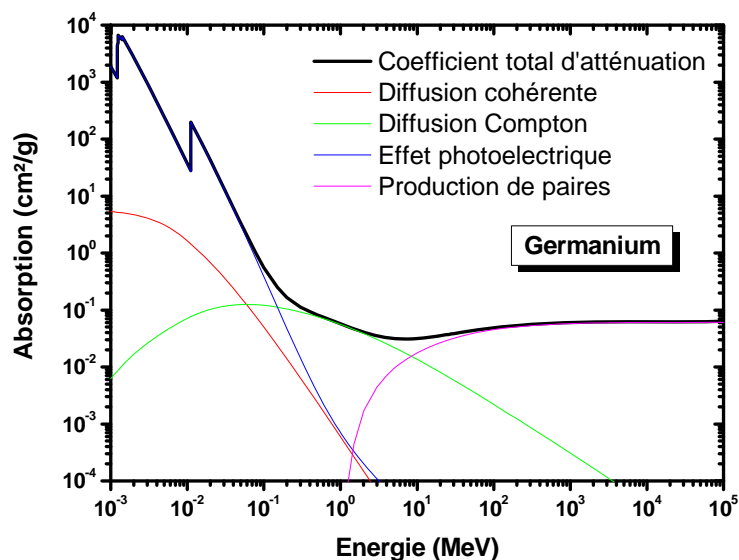


Figure 19 - Facteur d'absorption des photons dans le germanium en fonction de leur énergie. Les différentes contributions significatives sont présentées [10].

L'autre type de détecteur utilisé est le détecteur germanium de grande pureté (HPGe) [7,50] qui présente, lui, une très bonne résolution en énergie. C'est la raison pour laquelle nous avons opté pour un tel détecteur. La Figure 5 illustre cette résolution pour une acquisition sans faisceau, seule la radioactivité naturelle (et les rayonnements cosmiques) ayant une influence sur le spectre. Le fonctionnement d'un détecteur HPGe est assez différent des scintillateurs et est propre aux semi-conducteurs. Le principe de détection repose sur l'absorption d'un photon par le cristal de germanium. La Figure 19 présente le facteur d'absorption du germanium en fonction de l'énergie d'un photon. Il est intéressant de remarquer que cette figure est la même que la Figure 7 qui présente l'atténuation due au plomb. C'est une sorte de paradoxe. En effet, la protection du détecteur (par le plomb) et la détection des rayonnements gamma (par le germanium) sont basées sur les mêmes phénomènes physiques, à savoir les différents mécanismes d'interaction entre un rayonnement (photon γ) et la matière.

Pour en revenir au fonctionnement du détecteur, que se passe-t-il lorsqu'un rayonnement gamma est absorbé par celui-ci ? Le germanium est un semi-conducteur intrinsèque, ce qui signifie que, dès qu'une paire électron-trou est créée (par un des différents mécanismes possibles), ils vont pouvoir participer à la conduction. De par la présence d'un

contact électrique en son centre (cas d'un germanium coaxial), on peut appliquer un champ électrique dans le cristal (à partir d'une tension de quelques kV) qui va permettre de collecter les électrons (et les trous). Il est important de remarquer que, contrairement à un *PIPS*, il est possible d'obtenir des zones actives de plusieurs centimètres, donc des cristaux de très grand volume et, partant, de très grande efficacité. La très bonne résolution de tels détecteurs vient du fait que l'énergie nécessaire pour la création d'une paire électron-trou est très petite (0.775 eV), ce qui fait qu'un rayonnement gamma de plusieurs centaines de keV provoque la création d'un grand nombre de paires. Le désavantage de ce type de détecteur, outre son prix, est la nécessité de refroidir le cristal à la température de l'azote liquide afin de réduire au maximum le bruit électronique.

Notre détecteur possède une résolution en énergie de 2.3 keV (valeur d'usine) pour un rayonnement gamma de référence à 1332 keV issu d'une source de ^{60}Co . Cette valeur a été confirmée expérimentalement. Ce détecteur possède également une efficacité relative de 132.2 % (valeur d'usine). Par définition, cela signifie que, par rapport à un NaI(Tl) de 3"x3", il détecte 1.322 fois plus de rayonnements gamma de 1332 keV issus d'une source de ^{60}Co placée à 25 cm [25]. Nous avons vérifié cette spécification à l'aide d'une simulation théorique avec le code MCNPX (pour son principe, voir *Annexe I*). Il a été nécessaire d'introduire la géométrie du détecteur HPGe ainsi qu'une géométrie de référence d'un NaI(Tl) 3"x3". A partir d'une simulation pour chaque détecteur, nous avons déduit une efficacité de 137%, ce qui est le bon ordre de grandeur. Ceci a été obtenu en faisant le rapport des intensités du rayonnement gamma de 1332 keV auxquelles nous avons accès en utilisant le *Tally F8*, qui donne la distribution en énergie dans un détecteur. L'efficacité du détecteur tel qu'il sera utilisé dans le dispositif bas bruit final sera donnée plus loin. Il n'y a en effet pas grand intérêt à la connaître dans un cas particulier qui ne sera pas utilisé par après.

Du point de vue de la taille, le cristal de germanium est un cylindre de 86 mm de diamètre et 88 mm de hauteur pour un volume de 506 cm³. Une coupe sur sa hauteur est donnée à la **Figure 20** où est visible la place de l'électrode centrale. La **Figure 21** est un schéma du détecteur tel qu'il se présente. On remarque, outre le Dewar pour la réserve d'azote liquide, que le porte cristal est déporté au bout d'un bras permettant au cristal non seulement d'être éloigné du Dewar mais également de pouvoir être blindé au plus près par le château de plomb (voir après).

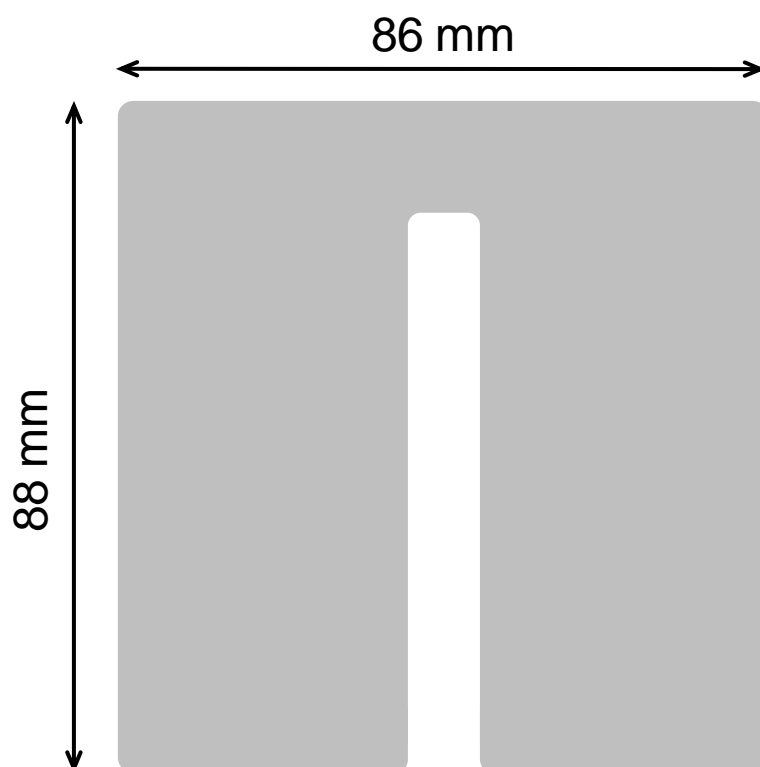


Figure 20 – Coupe selon la hauteur du cristal de germanium.

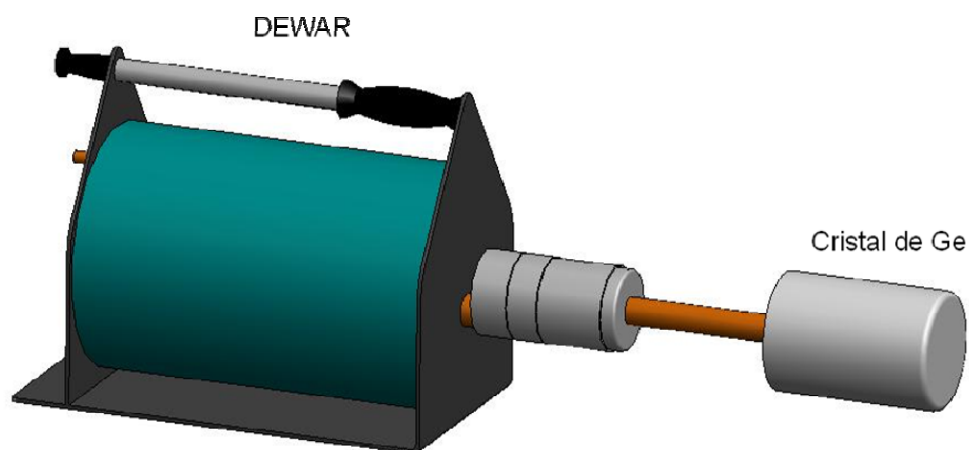


Figure 21 – Schéma du détecteur HPGe.

Dans l'optique de mesures bas bruit, il faut remarquer que le détecteur lui-même (quel que soit son type) peut être une source de bruit en raison de la radioactivité propre des matériaux avec lesquels il est fabriqué. C'est pourquoi nous avons opté pour un détecteur dont les matériaux sont purifiés de manière à être quasiment non radioactifs. De plus, on peut avoir

des réactions de type (n,γ) ou $(n,n'\gamma)$ sur des noyaux de germanium [7,12,13]. Ces neutrons peuvent être produits par les rayonnements cosmiques qui interagissent dans des matériaux environnants et qui possèdent un numéro atomique Z élevé. Ce type de réactions n'a évidemment pas une influence uniquement sur le détecteur mais, si celui-ci est blindé, disons par du plomb ($Z=82$), des neutrons seront créés et le cristal de germanium sera le principal endroit où ils provoqueront l'apparition de rayonnements gamma visibles par le détecteur. En général, pour s'en prémunir, un blindage actif est utilisé (principalement dans les laboratoires qui sont intéressés par la détection d'astroparticules comme les neutrinos par exemple).

Finalement, on peut évaluer la quantité d'énergie maximum qui sera déposée par les rayonnements cosmiques dans notre HPGe, et en particulier par les muons, la partie la plus énergétique. Pour les énergies caractéristiques de ceux-ci (quelques GeV), le *pouvoir d'arrêt* dans le germanium est de l'ordre de 7.3 MeV/cm. On peut donc s'attendre à des énergies déposées allant jusqu'à plus de 60 MeV. Bien entendu, en fonction de la longueur du trajet de la particule dans le germanium, on pourra avoir une distribution jusqu'à des énergies très petites, ce qui sera plus embêtant pour la spectroscopie gamma.

2.3 Blindage contre la radioactivité naturelle

Dans la première partie, nous avons expliqué comment était diminuée la radioactivité naturelle. Comme c'est le cas en général, nous avons opté pour un château de plomb. Celui-ci présente une structure en oignon, comme visible à la **Figure 22**. Tout d'abord, il présente une couche de 10 cm de plomb bas bruit directement suivie par une autre de 2 cm de plomb ultra bas bruit qui présentent une activité propre inférieure respectivement à 50 et 10 Bq/kg. Ensuite, il y a deux *linings* : tout d'abord 2 mm de cuivre et ensuite 4 mm de plexiglas (aussi appelé acrylique), utilisés afin de réduire les RX créés à l'intérieur du plomb ainsi que les neutrons lents. Du point de vue des dimensions, il s'agit d'un parallélépipède creux avec une base carrée de 498 mm de côté et une hauteur de 424 mm, donnant une masse d'un peu plus d'une tonne.

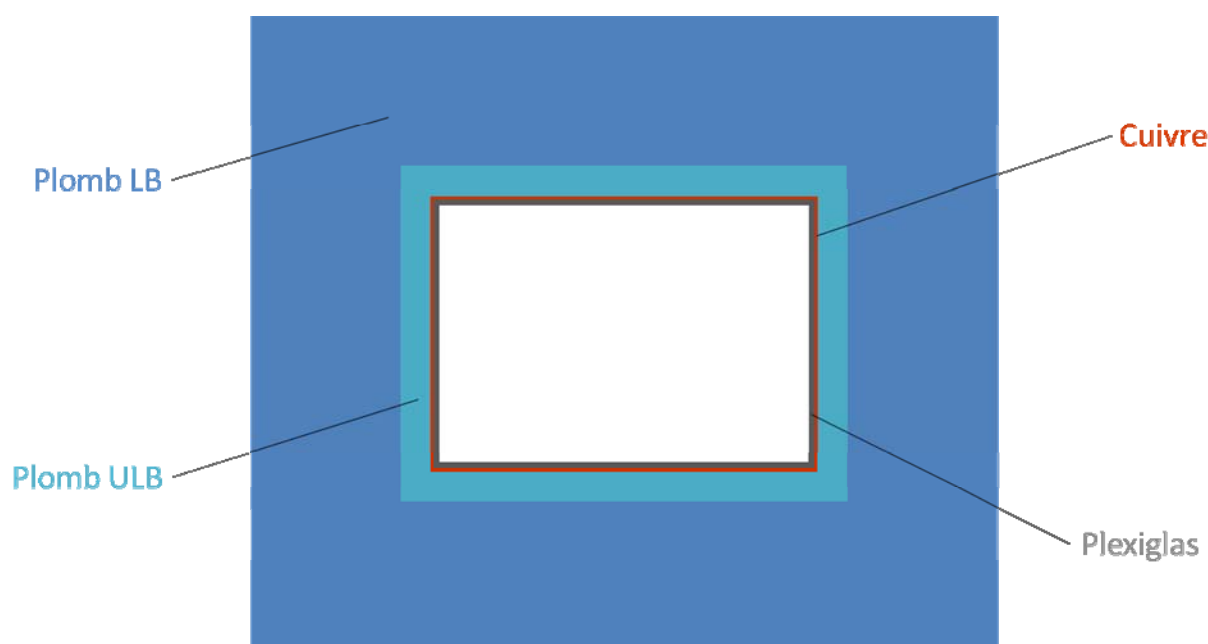


Figure 22 – Schéma simplifié représentant une coupe transversale du château de plomb.

L'espace central est l'endroit où devra être placé le détecteur ainsi que le bout de ligne faisceau avec l'échantillon utilisé pour la mesure bas bruit. Nous avons fait le choix de placer le détecteur à 0° , juste derrière le porte-échantillon. Il est donc évident qu'il doit y avoir 2 ouvertures de chaque côté du château, ce qui n'est pas représenté sur le schéma de la **Figure 22**. Afin de minimiser les zones non blindées, un système astucieux a été mis au point pour permettre de refermer le côté où passe le détecteur. De plus, un châssis supportant tout le château de plomb a été développé, avec toutes les fonctionnalités nécessaires. Il est monté sur roulements à billes afin de pouvoir glisser dans l'axe de la ligne faisceau de manière à avoir accès à celle-ci lors du changement d'échantillon. Un deuxième système de roulements à billes permet également au détecteur HPGe d'entrer et de sortir du château de plomb. Tous ces éléments sont visibles à la **Figure 23**, comme la proximité entre le support du cristal et le porte échantillon. La **Figure 24** illustre également certains de ces éléments.



Figure 23 – Photos montrant le châssis, sur roulements à billes, sur lequel se trouve le château de plomb ainsi que le détecteur HPGe, lui aussi sur roulement à billes. Sur la deuxième photo, il a été glissé à l'intérieur du château, très proche du porte-échantillon, comme montré sur la troisième photo.

2.4 Blindage contre les rayonnements cosmiques

Comme mentionné plus haut, la manière la plus abordable pour diminuer efficacement l'impact des rayonnements cosmiques sur un spectre obtenu par un détecteur de rayonnement gamma (le HPGe), est l'application d'une anticoincidence entre ce détecteur et un autre, sensible à ce type de radiation. Nous avons opté pour un scintillateur plastique qui est placé au-dessus du HPGe. Les désavantages à avoir ce scintillateur à l'intérieur du château de plomb ont déjà été relevés. Le scintillateur choisi est un parallélépipède avec une base carrée de 50 cm (quasiment la même que celle du château de plomb) et une épaisseur de 25 mm. Il s'agit du modèle EJ-200. La Figure 24 présente une photo du scintillateur tel que placé sur le château de plomb.

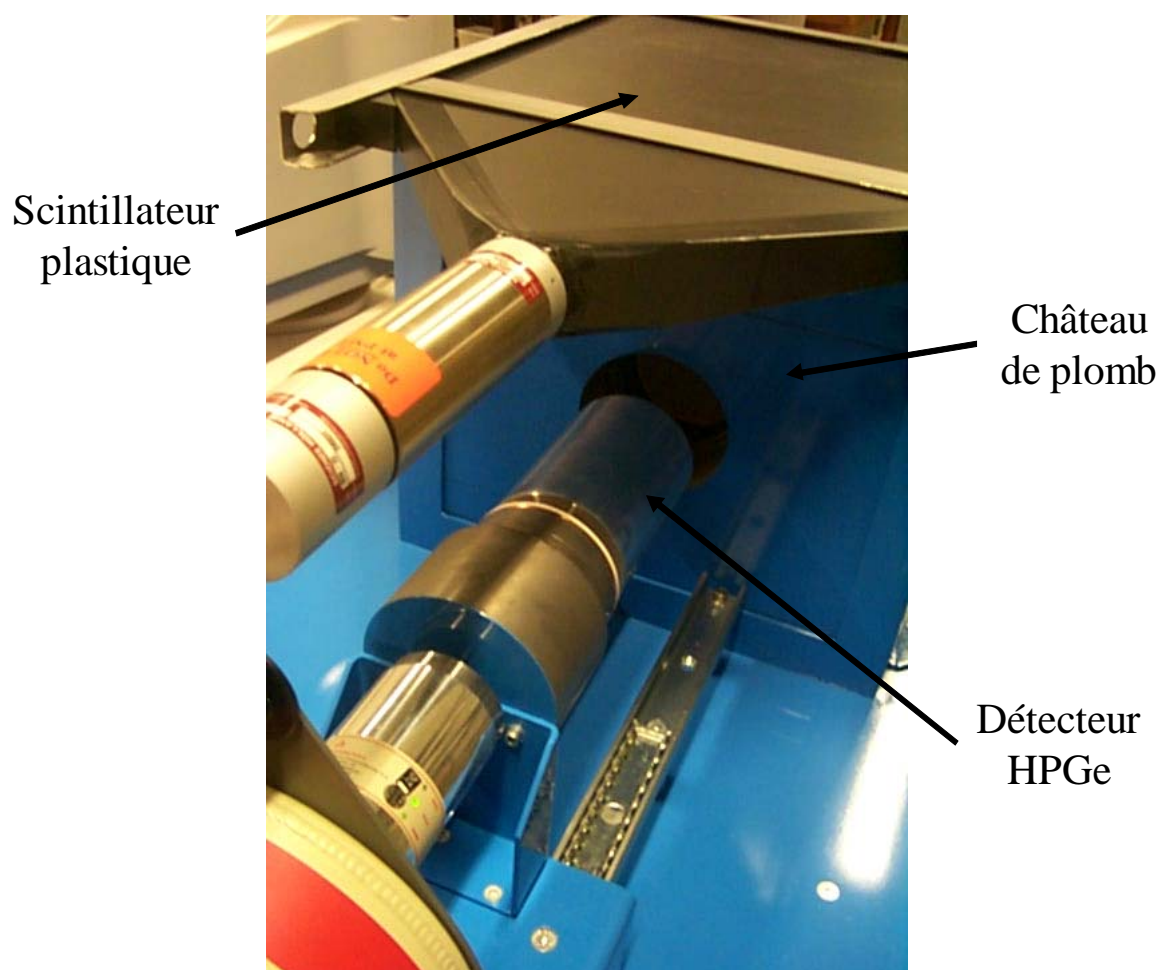


Figure 24 – Photo montrant le scintillateur plastique, avec son photomultiplicateur au bout du guide de lumière, placé sur le château de plomb. Le détecteur HPGe est hors du château.

Le matériau de base dont il est composé est du polyvinyltoluène (PVT) qui est un polymère de synthèse. A celui-ci est ajouté de l'anthracène afin de présenter la propriété de scintillation face à une radiation ionisante telle qu'une particule chargée ou un rayonnement gamma. En effet, cette propriété est donnée par le cycle benzénique. L'anthracène présente d'ailleurs le meilleur rendement car il possède trois cycles benzéniques. En fait, la radiation ionisante excite le solvant (PVT) qui transfère son énergie au soluté (anthracène). Les électrons π du benzène se retrouvent alors dans un état excité et, lors de leur désexcitation, produisent l'émission d'un photon de fluorescence. Ce phénomène est très rapide, de l'ordre de la nanoseconde, ce qui procure aux scintillateurs plastiques une très bonne résolution temporelle. Par l'intermédiaire d'un guide de lumière (souvent en forme de 'queue de poisson'), les photons fluorescents sont alors collectés à l'aide d'un photomultiplicateur qui renvoie un signal électrique proportionnel à l'énergie déposée par la particule ionisante.

Avant de nous attaquer à la coïncidence entre ce détecteur et celui de rayonnements gamma, nous avons caractérisé le scintillateur plastique et en particulier, nous avons mesuré le flux de rayonnements cosmiques dans le laboratoire. La **Figure 25** montre un exemple de spectre obtenu à l'aide de ce détecteur. On y distingue deux parties. La première, à basse énergie, correspond aux rayonnements gamma de la radioactivité naturelle. Au-delà, il s'agit des rayonnements cosmiques (et plus particulièrement des muons), avec une bosse caractéristique de leur distribution en énergie. En s'intéressant à cette seconde partie, on obtient en moyenne ~ 1600 coups/min. Or, on connaît le flux de rayonnements cosmiques au niveau de la mer. On devrait donc voir 2500 coups/min compte tenu de sa surface carrée de 50 cm de côté. Pour vérifier qu'il s'agissait bien des rayonnements cosmiques, nous avons incliné le scintillateur afin de présenter une surface réduite aux rayonnements cosmiques (arrivant préférentiellement selon la verticale). Le flux a effectivement diminué. Ensuite, nous avons fait la même mesure mais en dehors du laboratoire et des bâtiments de l'université. Et là, nous avons obtenu le flux escompté. Les murs en béton du bâtiment constituent donc déjà un premier blindage efficace pour le détecteur HPGe.

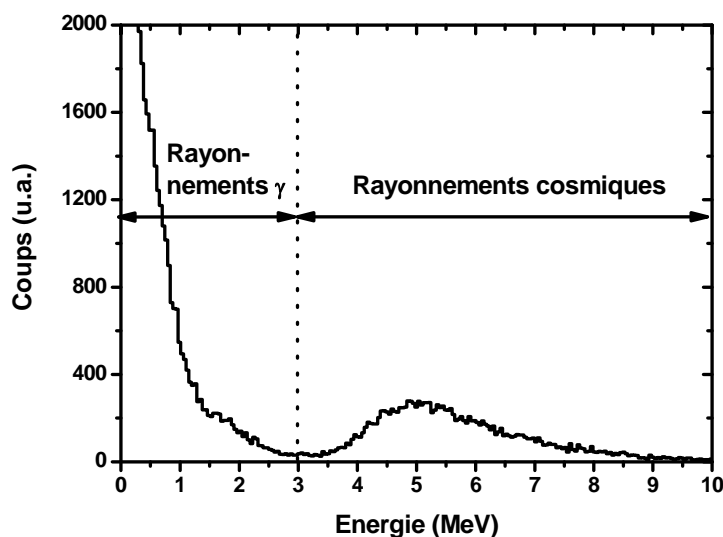


Figure 25 – Spectre en énergie obtenu à l'aide du scintillateur plastique. Les contributions distinctes de la radioactivité naturelle et des rayonnements cosmiques apparaissent nettement.

Pour en revenir au spectre en énergie des muons, on voit que l'on a un maximum aux alentours de 5 MeV. Cela correspond à l'énergie déposée par ceux-ci en traversant 2.5 cm de plastique. En effet, pour les énergies caractéristiques des muons (quelques GeV), les pouvoirs

d'arrêt dans le plastique sont de l'ordre de 1.5 à 2 MeV/cm. Il y a une queue vers les plus hautes énergies due aux muons qui ne traversent pas verticalement le scintillateur et qui ont donc un trajet plus important.

2.5 Anticoïncidence

Nous avons vu comment fonctionnent les deux détecteurs. Nous allons maintenant exposer comment nous avons appliqué l'anticoïncidence entre ces deux-ci, sans mentionner les étapes intermédiaires d'essais et erreurs par lesquelles nous sommes passés. Il faut tout d'abord avoir bien en tête que les deux détecteurs ont des temps de réponse assez différents qui vont à la nanoseconde pour le scintillateur et à la microseconde pour le HPGe. Or, pour appliquer une anticoïncidence, il est évidemment nécessaire de bien maîtriser le facteur temporel. C'est un des aspects auxquels nous avons dû être attentifs lors des différents tests effectués. La **Figure 26** présente un schéma de principe des connexions entre les différents éléments qui interviennent dans ce traitement. On voit le chemin suivi par le signal issu des deux détecteurs : en bleu pour le HPGe, en rouge pour le scintillateur plastique et en violet lorsque les signaux ont été comparés.

Pour le détecteur de rayonnements gamma, après avoir été mis en forme par un pré-amplificateur, le signal est introduit dans l'amplificateur. De là, d'une part, les deux sorties identiques (avant et arrière) du signal amplifié sont dirigées vers le convertisseur analogique-digital (ADC). D'autre part, on sélectionne la sortie *ICR* qui donne un signal carré dès que le début d'une impulsion est vu à l'entrée de l'amplificateur. Cette sortie est donc très rapide, étant donné qu'il ne faut pas attendre la fin de l'impulsion. Elle doit donc être retardée (0.5 μ s) pour pouvoir être comparée avec le signal équivalent issu du scintillateur (ce qui est paradoxal car, à la base, ce dernier a une électronique plus rapide). Ensuite, ce signal retardé est envoyé vers l'unité de coïncidence, après avoir été inversé (l'unité de coïncidence requiert un signal d'entrée négatif).

Du côté du scintillateur plastique, la sortie du photomultiplicateur, après avoir été mise en forme, est envoyée également vers un amplificateur. Celui-ci est cependant particulier. Il permet en effet d'appliquer une fenêtre en tension (c'est-à-dire une fenêtre en énergie) sur les différents signaux d'entrée qu'il reçoit. On peut ainsi lui permettre d'envoyer, par la sortie DISC (discriminator), un signal carré uniquement lorsqu'un rayonnement cosmique a été détecté par le scintillateur plastique. Sans cela, les rayonnements gamma détectés

provoqueraient aussi un signal qui pourrait tomber malencontreusement en coïncidence avec un événement se produisant dans le HPGe. Ceci n'est évidemment pas acceptable, d'autant que le taux de comptage pour les rayonnements gamma dans le scintillateur est assez élevé, comme visible à la **Figure 25**. Ensuite, cette sortie DISC est envoyée vers l'unité de coïncidence, après avoir été inversée.

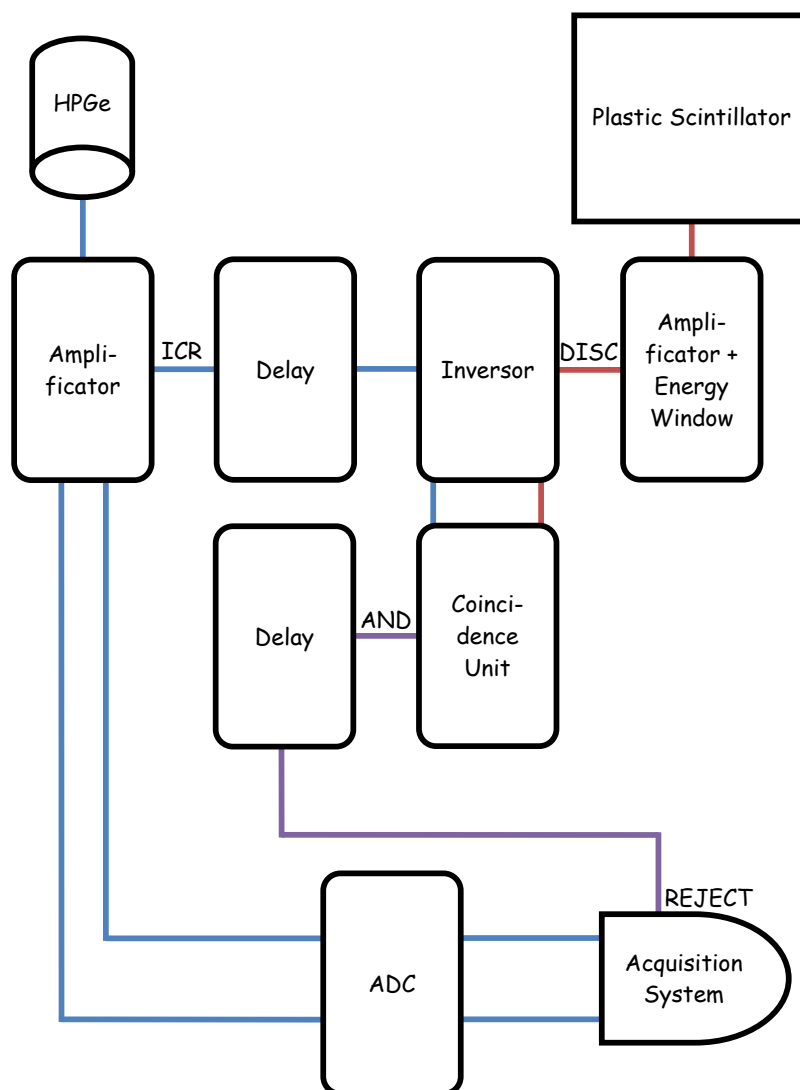


Figure 26 – Schéma de principe des connexions entre les différents éléments intervenant dans l'application de l'anticoïncidence entre le détecteur HPGe et le scintillateur plastique.

L'unité de coïncidence compare les deux signaux d'entrée. Elle fait un 'ET logique' entre ceux-ci, c'est-à-dire que, dans le cas où deux impulsions se recouvrent, une impulsion est donnée en sortie. La sortie de l'unité de coïncidence est finalement retardée (10 μ s) afin de correspondre temporellement à l'impulsion (sortant de l'amplificateur du HPGe) qui lui est

associée. Finalement, le signal témoin (ou non) d'une coïncidence rentre dans le système d'acquisition (MPA-3) par une entrée REJECT. En configurant correctement le système, l'impulsion arrivant de l'ADC pour laquelle une coïncidence a été détectée sera rejetée. On applique de cette manière une anticoïncidence sur une des deux sorties de l'ADC, l'autre ne subissant aucun traitement. On peut ainsi facilement évaluer l'effet de l'anticoïncidence. La **Figure 27** présente différents signaux dont il est question ci-dessus. Tout d'abord, on voit les impulsions à la sortie des deux détecteurs pour un événement dû à un même rayonnement cosmique ayant traversé ces deux-ci. Le fait que l'électronique du scintillateur est plus rapide se traduit par un flanc plus raide de l'impulsion. Ensuite, toujours pour le même événement, on a le signal du HPGe à la sortie de l'amplificateur qui est envoyé dans l'ADC qui est recouvert par l'impulsion envoyée vers le REJECT et qui empêche la prise en compte de l'événement. Il faut noter que sur la **Figure 27 (a)**, on a une saturation de l'ampli (trop grosse quantité d'énergie déposée) alors que pour la **Figure 27 (b)**, il s'agit d'une impulsion de plus basse énergie (uniquement dans le HPGe).

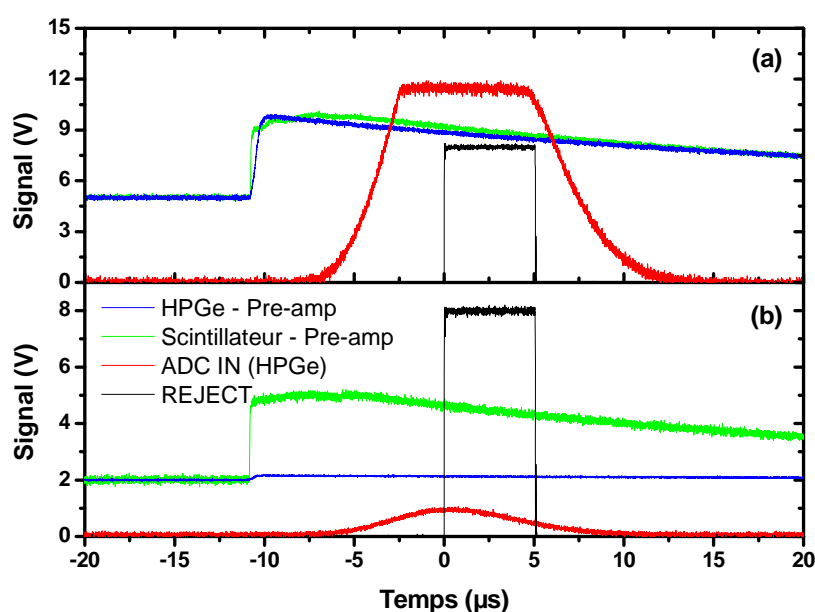


Figure 27 – Graphe présentant les signaux à la sortie du pré-amplificateur de chaque détecteur dans le cas où on a une coïncidence, ainsi que l'impulsion provenant du détecteur HPGe qui est envoyée vers l'ADC et le signal venant bloquer cette impulsion. La partie (a) illustre le cas d'une impulsion trop énergétique pour l'amplificateur et la partie (b) une de faible énergie.

2.6 Ensemble du dispositif expérimental bas bruit

Nous avons présenté les éléments principaux du dispositif bas bruit développés au cours de ce travail. A côté de cela, plusieurs éléments additionnels sont présents afin d'optimiser les conditions de mesure. Ils sont détaillés ci-dessous. L'ensemble du dispositif expérimental bas bruit est représenté à la **Figure 28**, à l'aide d'une coupe transversale le long de la direction de propagation du faisceau.

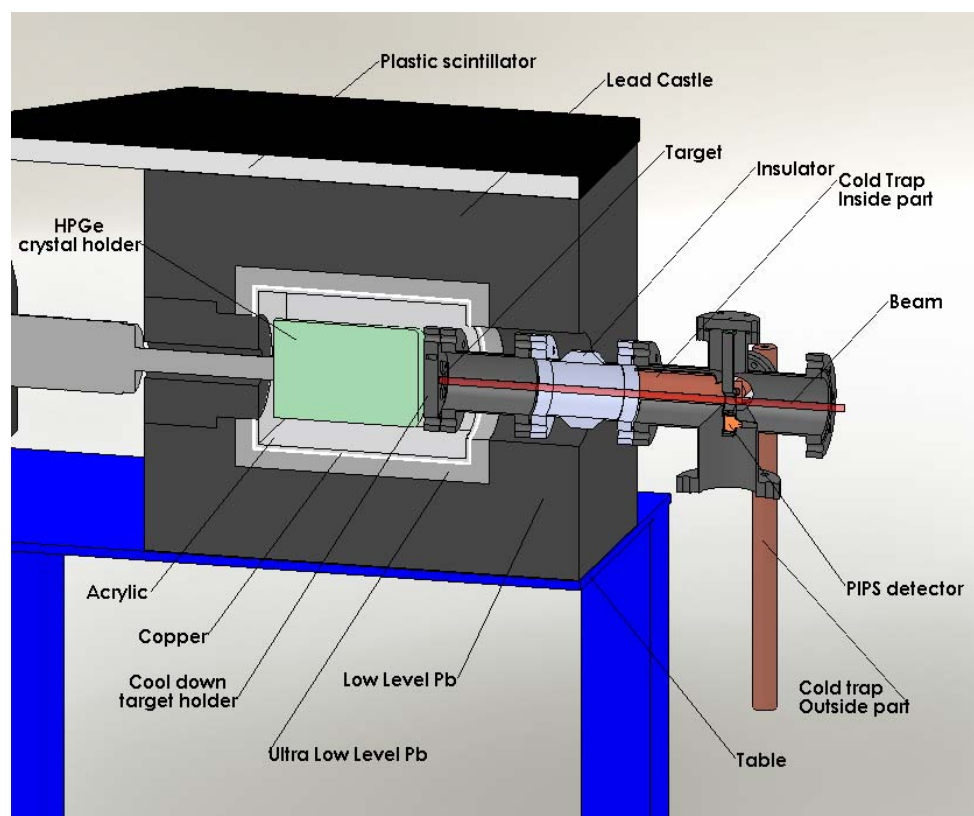


Figure 28 – Coupe transversale de l'ensemble du dispositif expérimental bas bruit avec les éléments principaux, comme les éléments additionnels.

Intéressons-nous tout d'abord au trajet du faisceau et à ses caractéristiques. Il va donc être produit par l'accélérateur ALTAÏS et envoyé dans une ligne défléchie à 10° sur la droite, si l'on se rapporte à la **Figure 8**. Cette ligne faisceau est toute nouvelle. Elle est donc très propre, ce qui promet un vide résiduel de qualité (pas de vapeurs d'huile), d'autant que les pompes primaires utilisées sont toutes des pompes sèches (pompes à membrane ou pompes 'scroll'). Sur cette ligne, se trouve une chambre d'analyse qui peut être utilisée comme une enceinte ultra-haut vide (UHV). Elle est ainsi équipée d'une pompe ionique, en plus d'une pompe turbo-moléculaire. Le dispositif bas bruit tel que présenté à la **Figure 28** se trouve juste après cette chambre, en étant séparé par une vanne permettant d'ouvrir le bout de ligne (bas

bruit) sans remettre à l'air la chambre. On peut déjà optimiser le faisceau (focalisation, positionnement) dans une cage de Faraday présente dans cette chambre, ce qui permet de réduire au maximum l'irradiation de la cible que l'on désire utiliser pour une mesure bas bruit.

Ensuite, le faisceau peut être défini à l'aide de collimateurs circulaires, pouvant être placés à différents endroits. Soit ils se trouvent juste à la sortie de la chambre UHV (à une distance d'environ 75 cm de la cible), soit dans un plongeur placé à une trentaine de centimètres de la cible. Plusieurs diamètres sont disponibles, allant de moins de un à plusieurs millimètres. Certains sont recouverts d'une couche d'or de quelques microns pour diminuer le bruit amené par le faisceau lorsqu'il entre en collision avec ces collimateurs.

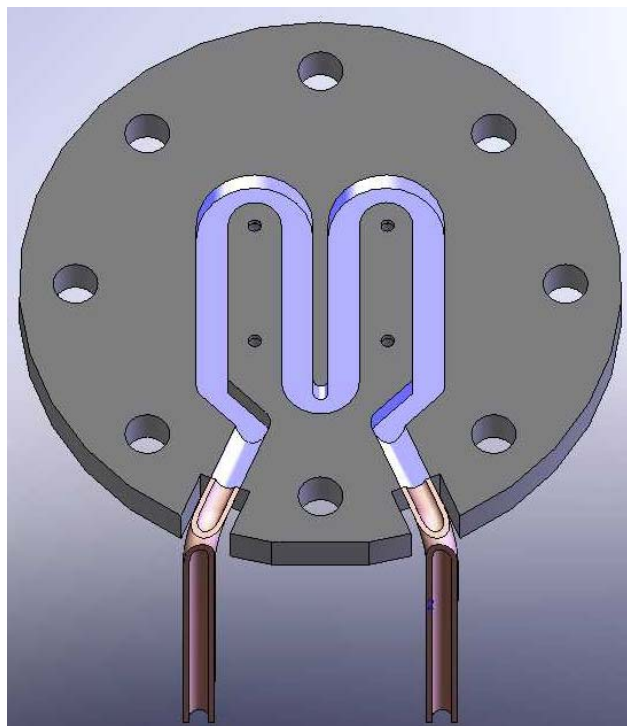


Figure 29 – Vision en coupe d'un porte-échantillon présentant un circuit de refroidissement au moyen d'une circulation d'eau sous pression.

Une fois la taille du faisceau définie, il arrive sur la cible située juste devant le détecteur HPGe. La distance entre le support du cristal et l'extrémité du porte-échantillon est de 6 mm, ce qui donne une distance de 29 mm entre le cristal lui-même et la base de l'échantillon, ce à quoi il faut ajouter l'épaisseur de l'échantillon irradié. Entre les deux, le porte-échantillon est en acier inoxydable. Cependant, il est possible d'avoir recours à un porte-échantillon amélioré. En effet, dans le cas où l'on va avoir affaire à un faisceau dégageant une puissance relativement élevée (quelques Watts) sur une petite surface, l'échantillon va

s'échauffer et ses propriétés risquent d'être modifiées. Un système de refroidissement a donc été mis au point à l'aide d'une circulation d'eau à l'intérieur du porte-échantillon. Une vision en coupe de celui-ci est donnée à la **Figure 29** où l'on voit que l'eau représente une bonne partie de la surface à l'arrière de l'échantillon (centré sur les quatre petits trous).

Une fois le faisceau sur la cible, on doit pouvoir connaître le nombre de particules qui l'irradient durant une acquisition. Cela se fait en ayant une bonne collecte des charges électriques amenées par les ions (positifs) du faisceau sur la cible. Pour ce faire, une cage de Faraday est formée par le porte-échantillon et un bout de tube de la ligne faisceau, le tout étant isolé électriquement du reste de la ligne faisceau par un tube isolant en céramique. En plus de cela, on applique une tension négative (-200 V) sur la partie (en forme de croix sur la **Figure 28**) qui précède cet isolant afin de repousser dans la cage de Faraday les électrons secondaires créés par le faisceau et qui donneraient une lecture du courant (donc une collecte de charges) trop élevée. En effet, une perte de charges négatives a le même effet qu'un surplus de charges positives.

Un autre élément additionnel est la présence d'un détecteur *PIPS* à l'arrière de la cible afin de détecter les particules incidentes rétrodiffusées. Il se situe à un angle de 175° par rapport à la direction du faisceau, à une trentaine de centimètres avec un collimateur de 3 mm de diamètre (mais qui peut être adapté à chaque expérience), donnant un angle solide de 0.072 msr . Ce détecteur peut être chauffé et présente une fenêtre d'entrée très petite permettant d'être sensible à des ions lourds tels que ceux utilisés lors des mesures en cinématique inverse (carbone, azote, oxygène). Ce développement permet d'avoir un contrôle de la cible utilisée directement pendant la mesure. De plus, pour certaines analyses, il est parfois intéressant de combiner les techniques PIGE et RBS, ces deux-ci étant complémentaires.

Finalement, afin d'encore améliorer la qualité du vide résiduel dans la ligne faisceau, un doigt froid (ou piège à azote) a été développé. Il s'agit d'une plaque en cuivre (courbée) placée juste avant le morceau de céramique et qui est refroidie à la température de l'azote liquide (-196°C). Ainsi, les molécules d'eau (principalement) toujours présentes dans le vide résiduel vont rester piégées sur cette plaque. Non seulement la pression est plus faible, mais la qualité du vide est fortement améliorée. Ceci a une grande importance dans le cas où l'on utilise le standard en hydrogène. En effet, comme nous l'avons vu plus haut, une contamination de surface déposée sur l'échantillon contient de l'hydrogène. Cela va provoquer l'apparition de bruit supplémentaire dû à la présence naturelle du deutérium. De plus, avec

cette contamination, la connaissance du profil en hydrogène de la cible est moins bonne (d'autant que cette contamination désorbe). Nous voyons donc ici l'intérêt d'avoir recours à un doigt froid dans la ligne faisceau où seront réalisées les mesures bas bruit.

Section 3 : Caractérisations

3.1 Blindages

Il est évidemment fondamental d'évaluer la qualité des deux blindages appliqués. Tout d'abord de manière absolue et, ensuite, en comparant par rapport à un groupe de recherche ayant développé le même type de dispositif.

En ce qui concerne la protection vis-à-vis de la radioactivité naturelle, la **Figure 30** illustre la diminution observée lorsque le détecteur HPGe se trouve dans le château de plomb, dans la bonne géométrie (avec le porte-échantillon refroidi à côté). Les différentes raies naturelles présentent des intensités fortement diminuées et, donc, le fond Compton est aussi drastiquement atténué. Dans la **Figure 30 (b)**, la raie à 511 keV est plus importante que les autres raies. Ceci est dû à la présence du plomb autour du détecteur à l'intérieur duquel les rayonnements cosmiques et la radioactivité naturelle peuvent produire la création de positrons. Cependant, une partie des rayonnements gamma de 511 keV provenant de la partie supérieure du château est supprimée par l'anticoïncidence. Quoi qu'il en soit, on observe une diminution du taux de comptage de plus d'un facteur 100.

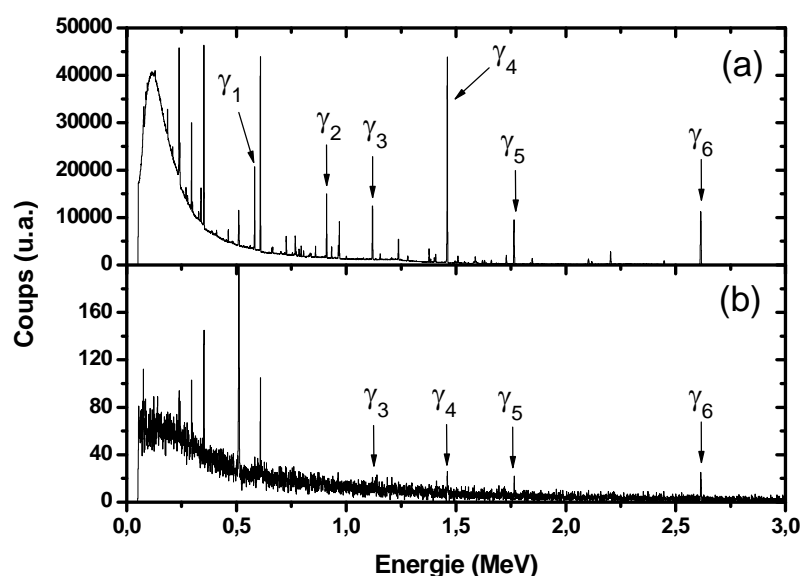


Figure 30 – Comparaison de deux spectres naturels acquis à l'aide du détecteur HPGe dans le château de plomb (b) ou pas (a). Le temps d'acquisition est de 14h12. Les annotations correspondent aux rayonnements gamma considérés dans le Tableau 1 et le Tableau 2.

Il est aussi intéressant de comparer l'intensité de raies naturelles particulières, comme cela est présenté dans le **Tableau 1** à partir de deux longues acquisitions avec ou sans château de plomb. On voit une diminution importante et que, en-dessous de 1 MeV, les rayonnements gamma sélectionnés n'apparaissent plus, une fois le blindage passif appliqué. Cependant, comme visible à la **Figure 30 (b)**, plusieurs raies apparaissent en-dessous de 1 MeV, en plus du rayonnement gamma à 511 keV. Ces raies proviennent toutes de noyaux de la famille radioactive de l' ^{238}U et donc probablement du faible nombre de noyaux radioactifs contenus dans le plomb qui entoure le détecteur. Il faut garder à l'esprit que les valeurs du **Tableau 1** ne doivent pas être vues comme des valeurs intrinsèques, étant donné qu'elles dépendent de l'environnement autour du dispositif.

Energie (keV)	583.2 (γ_1)	911.2 (γ_2)	1120.3 (γ_3)	1460.8 (γ_4)	1764.5 (γ_5)	2614.6 (γ_6)
Origine/Famille	$^{208}\text{Tl}/^{232}\text{Th}$	$^{228}\text{Ac}/^{232}\text{Th}$	$^{214}\text{Bi}/^{238}\text{U}$	^{40}K	$^{214}\text{Bi}/^{238}\text{U}$	$^{208}\text{Tl}/^{232}\text{Th}$
Pas de blindage (u.a.)	7.82E-01	7.13E-01	5.90E-01	2.85E+00	6.34E-01	1.10E+00
Château de plomb (u.a.)	pas visible	pas visible	2.59E-03	1.23E-03	2.60E-03	1.70E-03
Ratio	\	\	2.28E+02	2.31E+03	2.44E+02	6.47E+02

Tableau 1 – Comparaison de résultats expérimentaux obtenus à l'aide du détecteur HPGe blindé ou non pour l'intensité de plusieurs raies naturelles sélectionnées. Les noyaux émetteurs ainsi que la famille radioactive de ce noyau sont notés. Les taux de comptage et leurs rapports sont donnés. Les acquisitions ont duré plus de deux jours. Les notations γ_i se rapportent à la Figure 30.

De la même façon, on peut faire ce type de comparaison mais de manière théorique, c'est-à-dire à partir de simulation faite par MCNPX. Le **Tableau 2** donne le résultat de telles simulations. Ces résultats permettaient d'avoir une idée de l'atténuation à laquelle on pouvait s'attendre. Les simulations ont été faites en considérant le *Tally F8* avec une source consistant en une calotte sphérique (de rayons 50 et 60 cm) centrée sur le détecteur pour approximer la radioactivité naturelle du laboratoire. Dans le cas où le château de plomb était présent, nous avons eu recours à la technique de réduction de la variance (en particulier la subdivision de la géométrie) [53]. Celle-ci consiste à séparer le plomb en différentes couches dont l'épaisseur correspond à l'atténuation de moitié du nombre de photons pour l'énergie de la source considérée. A chaque nouvelle couche, l'importance accordée à une particule est doublée de manière à augmenter artificiellement le nombre de photons arrivant au détecteur et obtenir

ainsi un temps de calcul raisonnable ; mais le poids de la particule est réduit de moitié de manière à ce que le résultat final conserve une valeur absolue. Les résultats montrent la diminution exponentielle de l'atténuation avec l'énergie. Les rapports ne doivent pas être comparés avec ceux des valeurs expérimentales du **Tableau 1**. En effet, bien que l'ordre de grandeur soit le bon, il est évident que cela n'a pas de sens de les comparer, étant donné la simplicité et l'approximation de la source utilisée dans le cas des simulations théoriques.

Energie (keV)	583.2 (γ_1)	911.2 (γ_2)	1120.3 (γ_3)	1460.8 (γ_4)	1764.5 (γ_5)	2614.6 (γ_6)
Origine/Famille	$^{208}\text{Tl}/^{232}\text{Th}$	$^{228}\text{Ac}/^{232}\text{Th}$	$^{214}\text{Bi}/^{238}\text{U}$	^{40}K	$^{214}\text{Bi}/^{238}\text{U}$	$^{208}\text{Tl}/^{232}\text{Th}$
Pas de blindage (u.a.)	2.59E-03	2.08E-03	1.89E-03	1.63E-03	1.46E-03	1.11E-03
Château de plomb (u.a.)	2.26E-11	1.76E-08	1.01E-07	4.13E-07	7.20E-07	1.08E-06
Ratio	1.14E+08	1.18E+05	1.86E+04	3.95E+03	2.02E+03	1.02E+03

Tableau 2 - Comparaison de simulations MCNPX avec le détecteur HPGe blindé ou non pour l'intensité de plusieurs raies naturelles sélectionnées. Les noyaux émetteurs ainsi que la famille radioactive de ce noyau sont notés. Les taux de comptage et leurs rapports sont donnés. Les notations γ_i se rapportent à la Figure 30.

En ce qui concerne le blindage actif, il suffit de comparer le taux de comptage entre deux spectres acquis l'un avec et l'autre sans anticoincidence pour différentes gammes d'énergie. Ce qui peut se faire avec une seule acquisition en utilisant deux ADC (comme décrit à la **Figure 26**). Si l'on ne veut pas être influencé par la radioactivité naturelle, il faut s'intéresser à des énergies supérieures à 3.0 MeV. C'est ce qui est présenté dans le **Tableau 3** avec une grande fenêtre en énergie et une seconde d'une centaine de keV de largeur autour de 8.2 MeV qui est une énergie d'intérêt dans le cadre de la mesure de la section efficace de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ (voir Troisième partie). Les valeurs sont en fait des moyennes réalisées sur plusieurs longues acquisitions. Dans ce tableau, on peut en fait y voir l'effet non seulement du veto anti-cosmique mais également celui du château de plomb ; les deux combinés présentant les conditions dans lesquelles les mesures bas bruit se font. Le fait que le château de plomb présente un effet à ces hautes énergies se comprend de la même façon que le fait que l'on ait intérêt à travailler sous une montagne ou en profondeur. L'effet est évidemment plus réduit dans notre cas puisqu'il n'y a que 12 cm de plomb. Il semble que ce soient les rayonnements cosmiques les plus mous, c'est-à-dire les électrons, qui sont les plus facilement

stoppés par quelques centimètres de plomb [1]. On voit que pour les deux fenêtres en énergie considérées, on réduit de plus de 70% le flux de rayonnements cosmiques. De manière générale, le blindage est plus efficace à basse énergie, principalement grâce au blindage passif.

	ROI intéressante (~8.2 MeV)			Au-delà de la radioactivité naturelle (3.0-18.8 MeV)		
	Pas de Bl. Actif	Anti- coincidence	Gain (%)	Pas de Bl. Actif	Anti- coincidence	Gain (%)
Pas de Bl. Passif	9.57	5.10	47	1.35E+03	7.31E+02	46
Château de plomb	5.49	2.43	56	9.49E+02	3.88E+02	59
Gain (%)	43	52	75	30	47	71

Tableau 3 – Comparaison du flux de rayonnements cosmiques (coups/heure) pour deux gammes d'énergie en fonction du blindage appliqué. La région d'intérêt autour de 8.2 MeV fait une centaine de keV de largeur.

En se concentrant uniquement sur les rayonnements cosmiques, on voit que l'on a une réduction de moins de 60%. En se rappelant de la distribution angulaire de ces particules (en $\cos^2 \theta$), on peut évaluer la couverture du détecteur HPGe qui est faite par le scintillateur plastique contre les rayonnements cosmiques. L'ouverture angulaire faite par le scintillateur est de 49.6° . A partir de cela, on peut calculer la quantité de rayonnements cosmiques vus par le détecteur HPGe et qui le sont aussi par le scintillateur, en intégrant sur les angles allant de 0° (direction verticale) à 49.6° . On obtient une couverture théorique de 86.5% qui est plus optimiste que les 60% observés. Tout d'abord, expérimentalement, nous n'avons pas couvert tous les rayonnements cosmiques mais seulement entre 3.0 MeV 18.8 MeV, ce qui est bas en comparaison aux 60 MeV des muons évoqués auparavant. De plus, il y a un blindage qui est appliqué par le bâtiment. Mais ce blindage n'est pas isotrope car le bâtiment est plus haut que large. Donc l'atténuation est plus importante pour les rayonnements cosmiques possédant des trajectoires proches de la verticale, ce qui peut expliquer, du moins partiellement, la différence entre l'expérience et la théorie.

Maintenant, comparons nos résultats à ceux obtenus au centre de recherche LENA [14] qui fait des mesures reconnues dans le domaine de l'astrophysique nucléaire sans pour autant travailler sous la montagne. La comparaison est faite au **Tableau 4**. Les valeurs de

LENA sont pour un détecteur HPGe de 140%, quelque peu plus efficace que le nôtre. La différence en termes de volume du cristal est de 582 cm³ contre 506 cm³ ; une normalisation a donc été appliquée aux valeurs de LENA. On peut voir que le nombre de coups sans aucun blindage est plus faible dans notre cas. C'est aussi le cas avec le blindage passif, ce qui est dû à la différence d'épaisseur (25 mm de plomb plus 64 mm d'aluminium contre 120 mm de plomb). Cependant, le blindage actif de LENA est plus efficace. Cela consiste en un scintillateur plastique sous forme d'une boîte entourant l'aluminium. Outre le fait que les parties latérales sont couvertes et donc blindées, le scintillateur est placé plus près du détecteur HPGe que dans le dispositif développé durant ce travail. Quoi qu'il en soit, notre dispositif permet d'atteindre au-dessus de la radioactivité naturelle les ordres de grandeur obtenus à LENA avec seulement un scintillateur placé au-dessus du détecteur HPGe. Il faut toutefois remarquer que le dispositif complet utilisé à LENA inclut une coïncidence $\gamma\gamma$ (avec un détecteur NaI(Tl) sous forme d'anneau entourant le détecteur HPGe) qui n'est pas prise en compte dans le **Tableau 4**. Son effet est impressionnant pour la gamme d'énergie allant de 600 à 3000 keV. Avec ce véto additionnel, les flux obtenus sont de l'ordre de 100 et moins de 60 coups par heure pour les gammes respectivement de 600 – 3000 keV et 3000 – 9000 keV.

	600 - 3000 keV			3000 - 9000 keV		
Blindage	Aucun	Passif	Passif et actif	Aucun	Passif	Passif et actif
LENA	457200	46200	44520	1200	780	186
LENA (normalisé)	397497	40167	38706	1043	678	162
Ce travail	223920	2220	1416	816	564	258

Tableau 4 – Comparaison de l'effet du blindage sur le nombre de coups détectés par heure entre le dispositif développé durant ce travail et celui installé à LENA sans la coïncidence $\gamma\gamma$ [14]. La normalisation est appliquée par rapport au volume du cristal.

Finalement, étant donné que tous les rayonnements cosmiques ne sont pas supprimés, il faut connaître le taux de comptage pour ceux-ci afin de pouvoir évaluer le bruit présent sous une raie gamma. Ceci a été réalisé avec les mêmes acquisitions que pour les **Tableau 3** et **Tableau 4**, c'est-à-dire en faisant une moyenne de plusieurs longues acquisitions et en sélectionnant des régions d'intérêt (ROI) d'une centaine de keV. La valeur importante est le

nombre de coups par unité de temps et par unité d'énergie. En effet, lorsque l'on veut connaître la quantité de rayonnements gamma dus à une réaction nucléaire, on sélectionne une ROI sur le pic correspondant. Et donc, l'importance du bruit dans cette ROI dépend de la largeur en énergie couverte par celle-ci. La Figure 31 donne ce taux de comptage pour quatre énergies différentes. Un ajustement est fait à l'aide d'une exponentielle décroissante. Cependant, cette courbe n'est plus valable si l'on étend la fenêtre en énergie. Les deux points extrêmes (8.2 MeV et 12.44 MeV) ont été choisis car ils sont utilisés dans les applications en astrophysique nucléaire (voir Troisième partie).

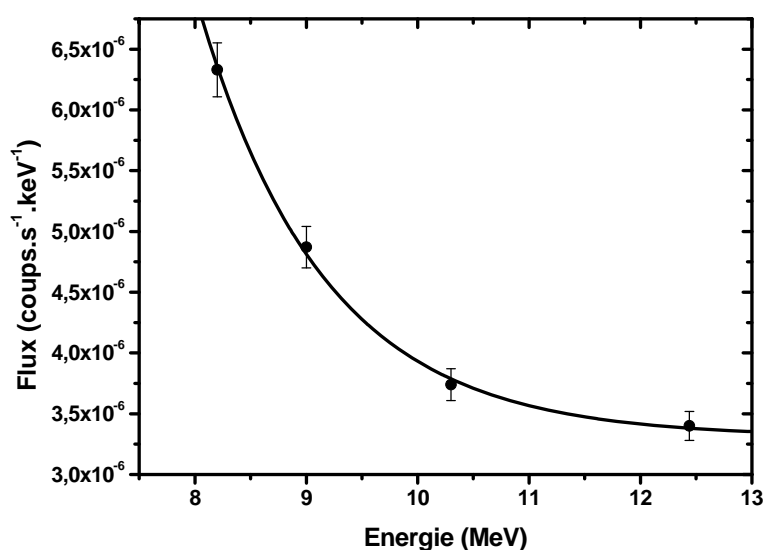


Figure 31 – Evolution avec l'énergie du nombre de coups par seconde et par keV dus aux rayonnements cosmiques qui sont détectés dans le HPGe, dans le dispositif expérimental bas bruit, c'est-à-dire avec le château de plomb et l'anticoïncidence.

3.2 Efficacité de détection

Pour caractériser parfaitement le dispositif expérimental bas bruit, il est nécessaire de connaître l'efficacité de détection du détecteur de rayonnements gamma, le HPGe. En effet, si l'on désire faire une mesure de section efficace absolue ou si l'on veut quantifier un élément sans passer par un standard (à condition de connaître la section efficace d'émission du rayonnement gamma), il faut avoir accès à cette donnée. Nous avons déjà mentionné que l'efficacité du HPGe, telle que définie par l'IEEE [25], avait été calculée à 137%, contre 132.2%, donnée par le fournisseur. Mais cette efficacité n'est pas utile dans notre cas. En effet, il faut connaître sa variation avec l'énergie et, de plus, cela doit être dans la géométrie

du dispositif expérimental bas bruit ; c'est-à-dire en incluant le support du cristal à 6 mm de l'extrémité du porte-échantillon et donc avec une distance échantillon-cristal de 29 mm, à quoi il faut ajouter l'épaisseur de l'échantillon. Dans ces conditions, et en supposant un échantillon de 0.5 mm d'épaisseur, on calcule un angle solide de 2.7 sr.

Avant de parler des valeurs que nous avons obtenues, voici comment on définit l'efficacité :

$$\varepsilon = \frac{N_d}{N_e} \quad (2.4)$$

Il s'agit du rapport, pendant un temps donné, entre le nombre de rayonnements gamma comptabilisés dans le FE peak (N_d) et le nombre de rayonnements gamma émis par la source (N_e). Si l'on tient compte de l'angle solide $d\Omega$ défini par le détecteur, on obtient alors l'efficacité absolue où l'on se rapporte au nombre de rayonnements gamma atteignant la surface avant du détecteur :

$$\varepsilon_A = \frac{N_d}{N_e d\Omega/4\pi} \quad (2.5)$$

Des simulations à l'aide de MCNPX ont été réalisées pour obtenir la dépendance en énergie de l'efficacité de manière théorique. Comme dans les autres cas, nous regardions la distribution en énergie (*Tally F8*). Le résultat donné est directement l'efficacité ε puisque le nombre de coups détectés dans le volume pris en compte (le cristal) pour chaque canal en énergie dans la distribution est normalisé par rapport au nombre de particules sources. Un disque de 6 mm de diamètre sur la surface de l'échantillon a été défini afin de caractériser la source, car il s'agit de la taille du faisceau utilisé lors des mesures de sections efficaces (délimité à l'aide d'un collimateur à la sortie de la chambre UHV). La géométrie détaillée du porte-échantillon était prise en compte, en particulier le circuit d'eau. Le résultat est donné à la **Figure 32** où les points à plus basse énergie correspondent aux raies de la source utilisée expérimentalement.

De la même manière, nous avons donc eu recours à une source calibrée de rayonnements gamma afin de pouvoir comparer une mesure expérimentale à la théorie. Celle que nous avons utilisée est une source d' ^{152}Eu de 4 kBq. Son temps de demi-vie est de 13.52 ans et ce nucléide se stabilise par émission β^- ou par émission β^+ pour donner un noyau respectivement de ^{152}Gd ou ^{152}Sm . Ces deux sources donnent lieu à un grand nombre de raies

gamma de 122 à plus de 1400 keV, pour lesquelles Yoshizawa et ses collègues donnent les *rapports de branchement* [54]. Nous en avons sélectionné douze, en fonction de leur intensité. Pour une acquisition durant un temps T , l'efficacité est :

$$\varepsilon = \frac{Ni}{AT} \quad (2.6)$$

si la source a une activité A au moment de l'acquisition au cours de laquelle N coups sont détectés pour la raie ayant un rapport de branchement i . Les résultats sont également présentés à la Figure 32.

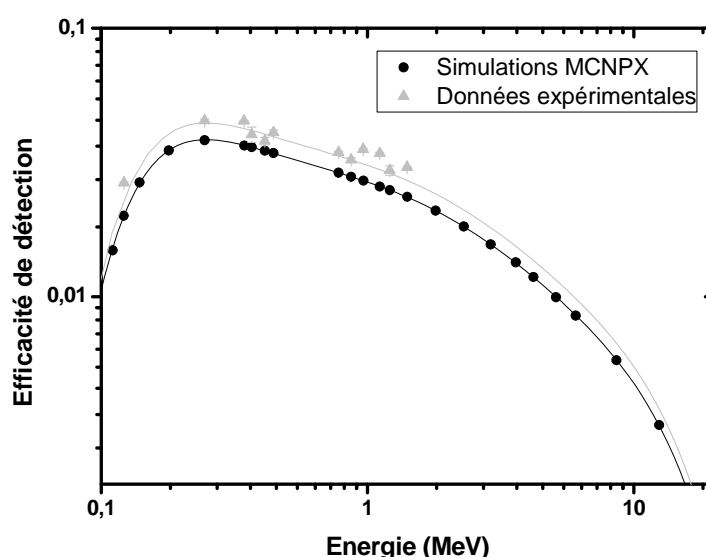


Figure 32 – Graphe de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie dans la géométrie du dispositif bas bruit. Les données théoriques (MCNPX) et les données expérimentales (^{152}Eu) sont ajustées à l'aide d'un polynôme de degré 6.

On voit que les valeurs expérimentales présentent bien la même allure théorique. Cependant, il y a une légère différence du point de vue de l'intensité. Supposons que l'on désire connaître l'efficacité de détection autour de 8 MeV. Comment allons-nous nous y prendre pour avoir une valeur fiable ? En effet, ce sont les valeurs expérimentales auxquelles il faut accorder le plus de crédit, puisque dans ce cas, on est sûr que l'on se trouve dans la bonne géométrie et que le détecteur réagira bien de cette façon lors de mesures ultérieures. Malheureusement, les valeurs expérimentales s'arrêtent autour de 1.4 MeV. Il faudrait donc extrapoler, ce qui est délicat. Les simulations, elles, sont basées sur des sections efficaces

d'interaction semi-empiriques sur lesquelles il y a une certaine erreur (pas prise en compte ici) et donc l'importance de l'efficacité est entachée de plus de doutes. Par contre, du point de vue de la dépendance en énergie, les mécanismes physiques étant ce qu'ils sont, on peut faire confiance à l'allure de la simulation. A partir de ces réflexions, il a été décidé d'obtenir une expression analytique pour la simulation théorique et de l'appliquer, à partir d'un facteur de normalisation, aux valeurs expérimentales, ce qui donnera l'extrapolation nécessaire.

Dans sa thèse [55], Isabelle Licot explique que l'efficacité peut être approximée par une première droite entre 400 et 2000 keV, et par une seconde au-delà. Dans son cas, cela semble relativement bien fonctionner. Ici, bien que des droites puissent être ajustées sur des plages en énergie limitées, cela ne semble pas s'ajuster parfaitement avec seulement deux d'entre elles. Par contre, Keyser et ses collègues [56] ont, eux, recours à un polynôme de degré 6 pour ajuster les valeurs de l'efficacité en fonction de l'énergie (représentées en échelles logarithmiques). C'est ce que nous avons appliqué à nos valeurs théoriques avec un polynôme $P_6(X) = \sum_{i=0}^6 B_i X^i$ où X est le logarithme en base 10 de l'énergie donnée en MeV.

Cet ajustement est véritablement parfait. Nous avons ensuite ajusté le même polynôme aux données expérimentales, seul un paramètre de normalisation (α) étant variable. On obtient alors une expression analytique pour l'efficacité à plus haute énergie également et qui sera utilisée pour la suite :

$$\varepsilon(E) = \alpha 10^{P_6(X)} \quad (2.7)$$

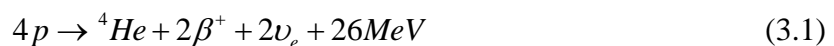
L'ajustement nous donne un paramètre de normalisation $\alpha = 1.14 \pm 0.02$. Les deux polynômes sont également représentés à la **Figure 32**.

Troisième partie : Applications à l'astrophysique nucléaire

Section 1 : Éléments d'astrophysique nucléaire

L'astrophysique nucléaire est une discipline à part entière, issue du mariage fécond entre deux autres disciplines : l'astrophysique et la physique nucléaire ; celles-ci ayant chacune leurs spécificités, cela les rend complémentaires. Écrit en 1988, l'ouvrage de Claus Rolfs et William Rodney est toujours actuellement la référence en astrophysique nucléaire [57]. Il s'intitule 'Cauldrons in the Cosmos' que l'on pourrait traduire par 'Des Chaudrons dans le Cosmos', ce qui renvoie à l'intense activité qui se produit dans notre univers, et plus particulièrement au sein des étoiles, où une soupe d'éléments (sous la forme d'un plasma) est soumise à la chaleur des réactions nucléaires. Pour la suite, nous nous baserons, entre autres, sur cette référence pour détailler quelque peu en quoi consiste l'astrophysique nucléaire, quels en sont les tenants et aboutissants.

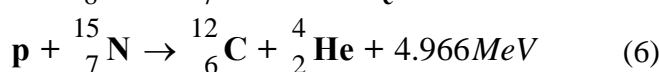
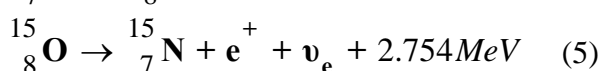
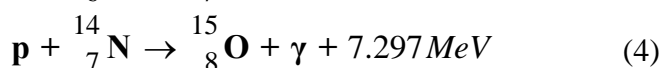
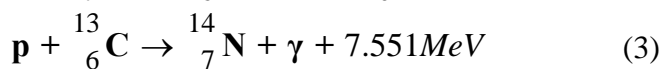
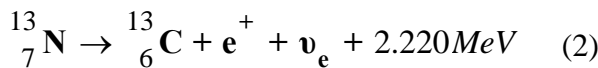
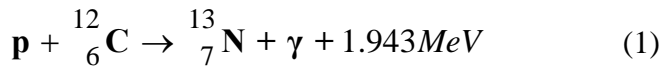
Depuis toujours, les hommes regardent les étoiles dans la voûte céleste avec pour rêve la compréhension de ces petits points de lumière. En négligeant le point de vue philosophique, c'est en 1920 qu'Arthur Eddington amène un premier élément important dans ce but [58]. Il apporte une explication scientifique au temps de vie des étoiles en suggérant que l'énergie nucléaire provenant de réactions de fusion entre deux noyaux pourrait être la source de la luminosité continue des étoiles. En effet, ni l'énergie gravifique (dégagée lors de la compression du gaz interstellaire donnant lieu à l'étoile), ni l'énergie libérée lors d'hypothétiques réactions chimiques ne permettaient d'expliquer des temps de vie de l'ordre du milliard d'années. Tandis qu'en supposant que l'étoile est composée de protons et que tous ceux-ci fusionnent pour donner de l'hélium à partir de la réaction globale suivante :



on obtient, par exemple pour le soleil, un temps de vie autour de dix milliards d'année, pour autant que l'on considère que seul le noyau participe à la fusion (10% de la masse). L'hydrogène est donc brûlé en hélium. A partir de cette hypothèse, et dès qu'elle fut adoptée, la nécessité de connaître avec précision les réactions nucléaires qui entrent en jeu dans les étoiles devenait évidente.

Plus tard, en 1939, Hans Bethe fit un pas supplémentaire en introduisant le cycle CNO [59]. Il s'agit d'un ensemble de réactions dont le résultat global est le même que celui de

l'équation (3.1). Ce processus se fait en parallèle avec la chaîne p-p dont nous ne parlerons pas ici. Cependant, le cycle CNO domine dans les étoiles où les réactions se produisent sous une température supérieure à $2 \cdot 10^7$ K (ce qui n'est pas le cas dans le soleil). En pratique, les noyaux de carbone, azote et oxygène sont utilisés comme noyaux catalyseurs au cours d'un cycle de 6 réactions qui sont données ci-dessous. La **Figure 33** représente ce cycle dans un plan N (nombre de neutrons) – Z (nombre de protons). En réalité, il s'agit du cycle CNO froid, c'est-à-dire qu'il existe un cycle CNO chaud qui apparaît dans des étoiles où la combustion de l'hydrogène se produit sous des températures supérieures à $2 \cdot 10^8$ K. La réaction (2) est alors court-circuitée par la capture d'un proton par le ^{13}N qui donne de l' ^{14}O . Parmi ces réactions, la (4) est la plus lente, ce qui provoque une accumulation de ^{14}N à l'intérieur des étoiles. Cette lenteur détermine directement le temps de vie des étoiles où le cycle CNO domine. La connaissance de cette réaction est donc essentielle en astrophysique nucléaire.



Ensuite, en 1957, Burbidge, Burbidge, Fowler et Hoyle exposèrent dans leur célèbre article B²FH [60], simultanément avec Cameron [61], les mécanismes apparaissant dans les étoiles ayant pour effet la nucléosynthèse des différents éléments de l'univers. Plus qu'un pas supplémentaire, le contenu de ces articles fournissait des fondations particulièrement solides pour la recherche effectuée dans le domaine de l'astrophysique nucléaire pour les années qui ont suivi. Et il s'agit toujours d'une référence actuellement. En effet, nous savons maintenant que la compréhension du comportement des étoiles a besoin d'une connaissance précise des réactions nucléaires qui ont lieu au cœur des étoiles. En particulier, nous avons besoin du taux de réaction. Celui-ci peut être obtenu en mesurant la section efficace des réactions, et ce, aux énergies stellaires. Cela se fait en laboratoire à l'aide d'accélérateurs adaptés et dans des conditions expérimentales optimales, du type de celles que nous avons développées durant ce travail par exemple.

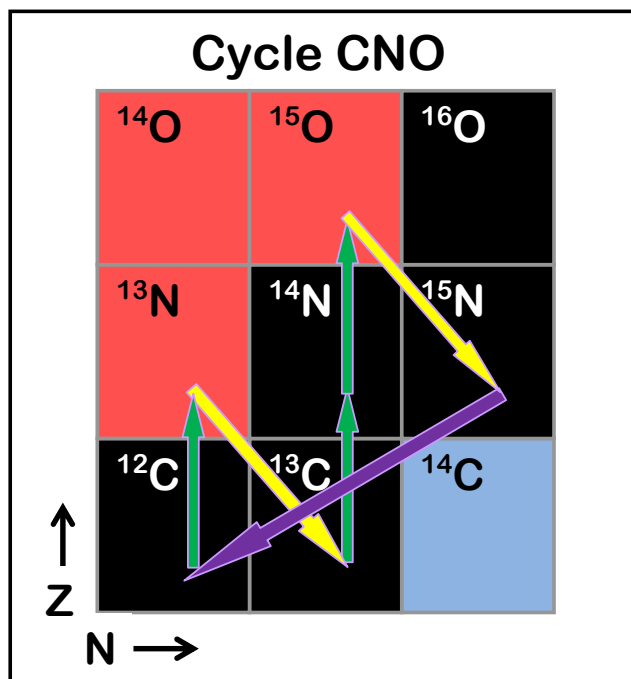
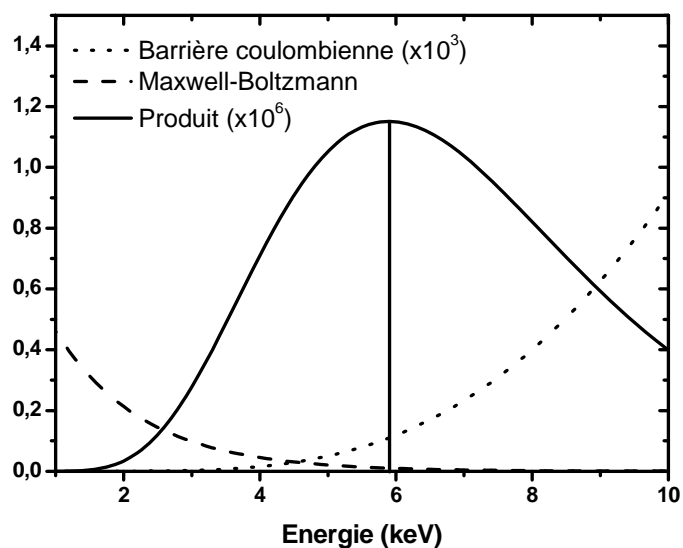


Figure 33 – Illustration du cycle CNO (froid) dans un plan N-Z.

Figure 34 – Facteur de pénétration de la barrière coulombienne (multiplié par 10^3), distribution de Maxwell-Boltzmann pour une température de 15 millions de Kelvin ainsi que le produit de ces deux contributions (multiplié par 10^6) définissant la fenêtre de Gamow où un maximum de réactions p+p se produit.

Les sections efficaces qu'il faut mesurer sont excessivement faibles car les énergies stellaires sont basses, quelques dizaines ou centaines de keV dans le *système du centre de masse*. Or, dans les étoiles, la seule énergie disponible pour les noyaux pour fusionner est l'énergie thermique. Et bien que la température soit de plusieurs millions, voire centaines de millions, de Kelvin, cela reste faible vis-à-vis de la barrière coulombienne. Cependant, la mécanique quantique, qui régit la physique à l'échelle des particules, va autoriser les noyaux à franchir, ou plutôt traverser la barrière coulombienne par effet tunnel avec une certaine probabilité (non nulle), comme introduit par George Gamow pour expliquer l'émission de particules alpha [62]. Le facteur de pénétration P peut être approché par :

$$P \sim \exp(-2\pi\eta) \quad (3.2)$$

avec $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$, le paramètre de Sommerfeld, dans le cas d'une réaction entre deux particules de charges Z_1 et Z_2 avec une vitesse relative v . On a donc $P \sim \exp(-E^{-1/2})$ qui augmente avec l'énergie disponible des noyaux pour la collision. A l'opposé, la distribution thermique des différentes particules dans le plasma stellaire est une distribution de Maxwell-Boltzmann ($\sim E \exp(-E/kT)$) et la dépendance en énergie est inversée (au-delà du maximum à kT). Ces deux contributions combinées vont donner une région en énergie où un maximum de réactions se produit. La **Figure 34** représente ces deux contributions ainsi que leur produit, pour une température de 15 millions de Kelvin (température au centre du soleil) dans le cas de la réaction p+p. Cette région est appelée le pic de Gamow et dépend de la température au cœur de l'étoile, où a lieu la réaction considérée. Ce pic peut être approximé assez fidèlement par une gaussienne, à l'aide d'un développement en série autour de son extrémum, en se limitant au second ordre :

$$\exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) \cong I_{max} \exp\left[-\left(\frac{E - E_0}{\Delta/2}\right)^2\right] \quad (3.3)$$

où b est indépendant de l'énergie et est défini à partir du paramètre de Sommerfeld :

$$2\pi\eta = \frac{b}{E^{1/2}} \quad (3.4)$$

tandis que le centre et la largeur de la gaussienne sont définis comme suit :

$$E_0 = \left(\frac{bkT}{2} \right)^{2/3} \quad (3.5)$$

$$\Delta = 4 \left(\frac{E_0 kT}{3} \right)^{1/2} \quad (3.6)$$

Ce pic de Gamow est très important et c'est à ces énergies qu'il est le plus intéressant de mesurer les sections efficaces de réaction. Le **Tableau 5** présente l'énergie de Gamow pour quelques réactions de grand intérêt en astrophysique, les trois premières intervenant dans les chaînes p-p et les trois dernières dans le cycle CNO. Les températures considérées sont de 15 et 20 millions de Kelvin (T_6 signifie que la température est donnée en millions (10^6) de Kelvin), à savoir respectivement la température au centre du soleil et celle où la chaîne p-p et le cycle CNO sont en concurrence. On voit comme ces énergies sont faibles, bien que supérieures à l'énergie thermique ($kT = 1.3$ et 1.7 keV pour respectivement 15 et 20 millions de Kelvin). De plus, on peut remarquer que l'énergie de Gamow à 16 millions de Kelvin pour la réaction p+p correspond à 5.9 keV, comme visible à la **Figure 34**.

Réaction	Energie de Gamow (keV) $T_6=15$	Energie de Gamow (keV) $T_6=20$
$p(p, \nu_e)d$	5.9	7.1
$d(p, \gamma)^3\text{He}$	6.5	7.8
$^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$	22.4	27.1
$^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$	23.9	29.0
$^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$	27.2	32.9
$^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$	27.8	33.6

Tableau 5 – Energies de Gamow pour quelques réactions nucléaires présentant un intérêt en astrophysique pour des températures de 15 et 20 millions de Kelvin.

On a vu que la grandeur d'intérêt pour l'astrophysique nucléaire était le taux de réaction, obtenu à partir de la section efficace. Celle-ci peut être décomposée en trois contributions. Tout d'abord un facteur géométrique propre à la collision, vu du point de vue de la mécanique quantique : $\sigma \sim \pi \lambda^2$ où $\lambda = 2\pi\hbar$ est la longueur d'onde de de Broglie, relative

aux deux noyaux collisionnels et donc $\sigma \sim \frac{1}{E}$. Cette dépendance géométrique explique les unités de σ (celles d'une surface) en raison de la signification intuitive de section efficace, à savoir la surface présentée au projectile par le noyau cible : plus elle est grande, plus il est probable d'avoir une réaction nucléaire. Ensuite, comme expliqué plus haut, il y a la barrière coulombienne qui intervient, à laquelle il faut appliquer la possibilité d'un effet tunnel et donc $\sigma \sim \exp\left(-\frac{b}{E^{1/2}}\right)$. Finalement, on a un troisième facteur reprenant toute l'information nucléaire et qui est appelé le facteur astrophysique $S(E)$ (aussi appelé facteur S). On a donc la section efficace qui vaut :

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\frac{b}{E^{1/2}}\right) \quad (3.7)$$

Le facteur astrophysique, pour des énergies stellaires, varie lentement avec l'énergie, à condition de ne pas avoir de résonance. Cette grandeur est généralement celle qui est utilisée en astrophysique nucléaire pour introduire dans des modèles d'étoile les taux de réaction. En l'absence de données, des extrapolations sont effectuées mais si une résonance est présente dans cette région, cela influence considérablement le taux de réaction, comme c'est le cas pour la réaction ${}^8\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{12}\text{C}$ avec le niveau résonant du ${}^{12}\text{C}$ autour de 7.7 MeV prédit par Fred Hoyle [63] pour expliquer la formation de cet élément. S'il n'y a pas de résonance (connue ou supposée) à plus basse énergie que les données expérimentales, l'extrapolation se fait à l'aide d'une expression quadratique du facteur astrophysique :

$$S(E) \simeq S(0) + S'(0)E + \frac{1}{2}S''(0)E^2 \quad (3.8)$$

Les trois coefficients de l'équation (3.8) sont obtenus à partir d'un ajustement aux mesures expérimentales ou à un calcul théorique (relatif à des données expérimentales ou pas) [64].

Dans le cas d'une réaction résonante, on peut approcher la section efficace à partir de la formule de Breit-Wigner :

$$\sigma_{BW}(E) = \pi \tilde{\lambda}^2 \omega \gamma \frac{\Gamma}{(E - E_r)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.9)$$

où E_r est l'énergie de la résonance, Γ est la largeur totale du niveau résonant, ω est le facteur statistique et $\omega\gamma$ la force de la résonance définie comme suit :

$$\omega\gamma = (1 + \delta_{12}) \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{\Gamma} \quad (3.10)$$

avec J le *spin* de la résonance, I_1 et I_2 les spins des noyaux en interaction, Γ_i et Γ_f , respectivement les largeurs initiale et finale ($\Gamma = \Gamma_i + \Gamma_f$). Le symbole de Kronecker tient compte du fait qu'il y a deux fois moins de noyaux disponibles dans le cas où les éléments 1 et 2 sont identiques. Le spin J est le résultat du couplage des spins des noyaux avec le *moment angulaire orbital* du mouvement relatif : $\vec{J} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2 + \vec{l}$ [65]. Concernant la qualité de cette approximation de la section efficace, le lecteur peut se rapporter à la partie détaillant la méthode de la matrice R (voir *Annexe II*). On peut noter que la force de la résonance peut aussi être définie à partir de l'intégrale sur la section efficace :

$$\int_0^\infty \sigma_{BW}(E) dE = \frac{\lambda_r^2}{2} \omega\gamma \quad (3.11)$$

où λ_r est la longueur d'onde de de Broglie à la résonance.

Qu'en est-il du taux de réaction, c'est-à-dire du nombre de réactions par unité de volume et par seconde ? Par définition, le taux de réaction total r_{12} entre deux éléments 1 et 2 est le produit du nombre d'élément par unité de volume N_1 et N_2 , de leur vitesse relative v et de la section efficace de réaction $\sigma(v)$ [66] :

$$r_{12} = \frac{1}{1 + \delta_{12}} N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle \quad (3.12)$$

où le terme $\langle \sigma v \rangle$ traduit le fait qu'il existe une distribution de vitesse $\phi(v)$ (Maxwell-Boltzmann). Ce terme $\langle \sigma v \rangle$ est celui qui est calculé à partir des mesures expérimentales et est appelé le taux de réaction stellaire par paire de particules ou, par abus de langage, taux de réaction. On a :

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \phi(v) v \sigma(v) dv \quad (3.13)$$

A partir des définitions de la distribution de Maxwell-Boltzmann et de la section efficace, et la transformation $E = \mu v^2/2$, il vient :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty S(E) \exp \left[-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right] dE \quad (3.14)$$

où μ est la masse réduite pour les noyaux considérés.

Les taux de réaction d'un grand nombre de réactions, ainsi que les facteurs astrophysiques correspondants, peuvent être trouvés dans la base de données *NACRE* [67] où les auteurs compilent et traitent les différents résultats expérimentaux disponibles. En pratique, les valeurs de taux de réaction présentées sont généralement $N_A \langle \sigma v \rangle$ avec N_A le nombre d'Avogadro, afin d'obtenir des grandeurs plus manipulables.

Lorsque l'on a des mesures expérimentales de section efficace aux énergies stellaires et que l'on veut les utiliser pour calculer le taux de réaction, il y a un point à ne pas négliger : il s'agit de l'écrantage électronique. En effet, lorsque l'on a introduit le facteur de la barrière coulombienne, on a considéré que la réaction se faisait à partir de deux noyaux nus, c'est-à-dire sans électrons autour, avec le potentiel de Coulomb décrivant l'interaction.

Dans la réalité, à savoir dans les étoiles, la matière est à l'état de plasma et les noyaux sont donc noyés dans un bain d'électrons (on peut considérer que les atomes sont totalement ionisés). Lors des collisions engendrant les réactions, la répulsion va être plus faible, les électrons écrantant la charge des noyaux. Il faut évidemment en tenir compte pour reproduire le plus fidèlement possible la réalité. On aura alors plutôt :

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} - V_e(r) \quad (3.15)$$

avec $V_e(r)$ le potentiel d'écrantage électronique qui, en bonne approximation peut être considéré comme constant et qui dépend des conditions régnant dans l'étoile (température, densité...). On peut interpréter cela comme si l'énergie d'interaction était plus élevée. De ce fait, les sections efficaces et donc les taux de réactions thermonucléaires sont augmentés à l'intérieur de l'étoile :

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{shielded}} = f \langle \sigma v \rangle_{\text{bare}} \quad (3.16)$$

où f est le facteur d'écrantage électronique qui varie en général entre 1 et 2 mais dans certaines conditions stellaires (très grandes densités) peut devenir énorme [57].

Dans la pratique, en laboratoire, les mesures expérimentales se font à partir de cibles contenant l'élément sur lequel le faisceau va provoquer la réaction à étudier. L'élément contenu dans la cible est sous forme atomique, c'est-à-dire que le noyau n'est pas nu mais écranté par le cortège électronique. Il y a, là aussi, une correction qui doit être apportée. Pour une distance supérieure au rayon atomique R_a , les ions incidents ne sont pas sensibles à la charge nucléaire et une fois passé le nuage électronique, le potentiel d'interaction est plus faible que sans écrantage. La valeur effective de la barrière coulombienne est alors :

$$V_{eff} = Z_1 Z_2 e^2 \left(\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_a} \right) \quad (3.17)$$

avec R_n le rayon nucléaire. Etant donné que le rapport R_n/R_a est de l'ordre de 10^{-5} , la différence de barrière est très faible. Cela n'a un effet significatif que pour de très basses énergies. On peut négliger cet effet tant que l'énergie E donnée au système est supérieure à l'énergie potentielle d'interaction pour une distance $r \sim R_a$:

$$E \geq \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_a} \quad (3.18)$$

Section 2 : Mesure de la section efficace de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$

2.1 Contexte

La réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ a un double intérêt en astrophysique nucléaire. Tout d'abord, elle intervient dans le cycle CNO froid, comme visible à la **Figure 33** où il s'agit de la troisième réaction. Elle produit un noyau de ^{14}N qui, comme déjà mentionné, va s'accumuler dans le plasma stellaire en raison de la lenteur de la capture de proton suivante. Même si le temps de vie est fortement déterminé par cette quatrième réaction, la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ aura une influence. De plus, il est évident que l'importance de son taux de réaction va influencer directement la composition isotopique de l'étoile.

Ensuite, cette réaction a un impact sur la formation des éléments plus lourds que le fer. En effet, une grande partie de ceux-ci se forment à partir du processus *s*. Ce mécanisme apparaît pour des noyaux présentant une probabilité de capture neutronique plus élevée que celle de désintégration β^- . Cela peut consister en la capture de plusieurs neutrons successifs par des noyaux qui finissent par se stabiliser. Or, pour ce faire, il doit exister une source de neutrons. Parmi celles-ci, on peut citer la réaction $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$. Il apparaît évident que la réaction qui nous intéresse est une concurrente à cette source de neutrons. Plus le taux de réaction pour $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ sera élevé, moins il y aura de neutrons disponibles pour la formation de ces éléments. Evidemment, pour qu'il puisse y avoir concurrence, on doit avoir une étoile où se produisent simultanément les combustions de l'hélium et de l'hydrogène. Cette situation existe dans les *étoiles AGB*. On a en effet un cœur central principalement constitué de carbone et d'oxygène autour duquel se fait la combustion de l'hélium. A l'extérieur de cette couche, on a toujours une faible épaisseur où l'hydrogène continue à être brûlé. A l'interface entre ces deux couches, on a des mouvements de convection qui permettent un brassage des différents éléments présents dans ces deux-ci. En particulier, il y a de l'hydrogène qui est injecté dans une région avec énormément de ^{12}C , résultant de la fusion de l'hélium. On va alors avoir la réaction $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$, suivie par la stabilisation des noyaux ^{13}N par β^+ pour donner du ^{13}C . Ce dernier va pouvoir fusionner soit avec un proton, soit avec une particule alpha et ainsi donner un neutron, de manière concurrentielle.

Vu son importance, la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ a déjà été étudiée auparavant. Il apparaît en fait que la section efficace est dominée par une résonance à 511 keV (avec le niveau à 8.062 MeV du ^{14}N), visible sur la **Figure 35**. Il n'y a en effet pas de résonance significative mise en

évidence à plus basse énergie, jusqu'ici. Etant donné que les transitions entre deux niveaux d'*isospin* $T=0$ sont interdites, aucune transition à partir du niveau à 7.967 MeV ne pourrait être repérée (à l'exception éventuellement de celle vers le niveau à 2.313 MeV mais qui présente une barrière de moment angulaire importante). Parmi les résultats intéressants, on trouve par exemple dans NACRE [67] le taux de réaction en fonction de la température qui est obtenu à partir de l'extrapolation du facteur astrophysique issu de la compilation de trois travaux expérimentaux différents : ceux de King et ses collègues [6], de Hebbard et Vogl [68] et de Hester et Lamb [69]. Cette extrapolation a été faite à l'aide d'un ajustement des données par la méthode de la matrice R (voir *Annexe II*) comprenant la résonance 1^- à 511 keV et une contribution supplémentaire.

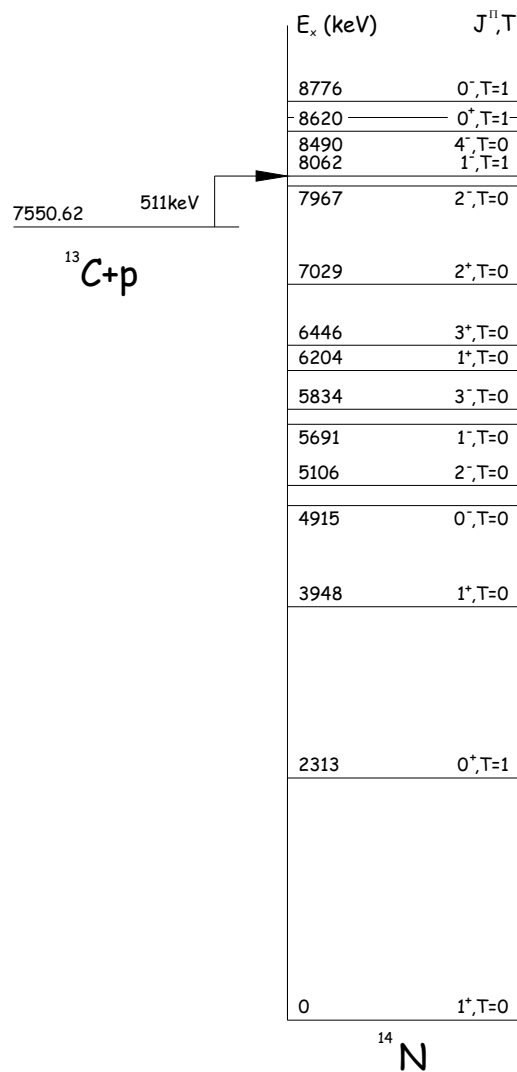


Figure 35 – Schéma de niveaux du noyau ^{14}N où apparaît l'état $^{13}\text{C} + p$ à partir duquel on distingue l'existence d'une résonance à 511 keV. Les spins, parités et isospins sont également donnés. [70]

Les données utilisées dans NACRE sont représentées à la **Figure 36** et étaient, pour autant que nous sachions, les seules mesures absolues de la section efficace pour des énergies s'approchant des énergies stellaires. Et cela jusqu'à notre contribution, même si l'on peut toutefois ajouter un point de mesure autour de 120 keV par Woodbury en 1952 [71] qui est en très bon accord avec les 3 autres publications (voir **Figure 36**). Les mesures de King et al. sont celles qui couvrent la plus grande gamme en énergie, incluant le maximum de la résonance. De plus, ce travail reprend toutes les voies de désexcitation possibles à partir du niveau résonant. Par contre, pour les deux autres publications, ils ne tenaient compte que de la désexcitation vers le niveau fondamental, entraînant l'application d'un facteur correctif de 1.18. Cependant, dans leur travail, King et ses collègues ont corrigé les valeurs de Hester et Lamb car les pouvoirs d'arrêt utilisés à l'époque étaient trop élevés. Les données représentées à la **Figure 36** ne reprennent que la transition vers le niveau fondamental. On peut remarquer qu'autour de 150 keV, il y a un désaccord entre toutes les données, même dans un même travail.

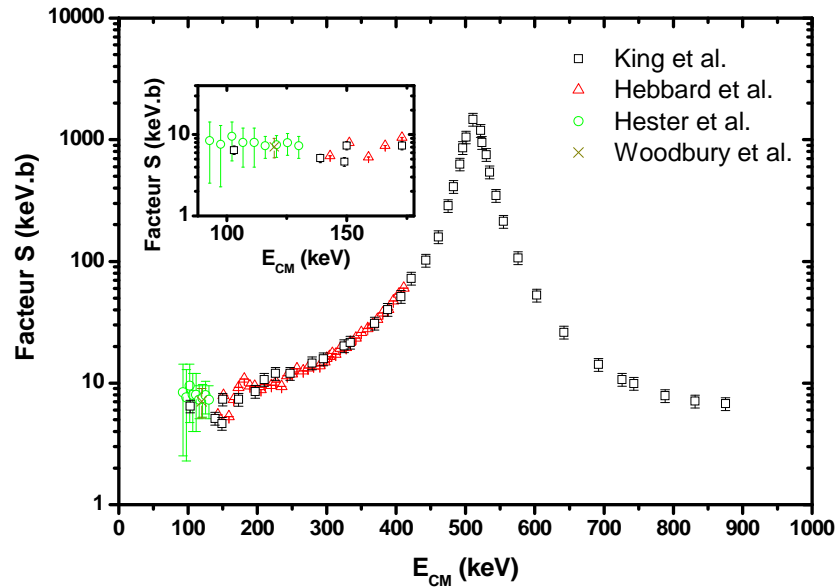


Figure 36 – Données expérimentales disponibles pour le facteur astrophysique de la résonance à 511 keV de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ (King et al. [6], Hebbard et al. [68], Hester et al. [69] (corrigée) et Woodbury et al. [71]). Un zoom est ajouté sur les points à plus basse énergie.

A côté de ces mesures absolues de section efficace, on trouve également dans la littérature des études approfondies de la structure nucléaire du ^{14}N , à savoir des niveaux à

8.06 MeV et supérieurs [72-77]. De plus, en raison de son importance, la résonance à 511 keV a également été étudiée en détails. Notons en particulier le travail de Galster et de ses collègues [50] qui, en plus d'un grand nombre de mesures dans différentes conditions, font une compilation des différentes valeurs de la littérature pour les propriétés importantes de cette résonance, à savoir son énergie (E_r), sa largeur, sa force et sa section efficace à E_r . Leurs sources étaient constituées des articles de Seagrave [76], Hebbard et al. [68], Milne [78], King [79], Spits et al. [80] et Ajzenberg-Selove [70].

Finalement, si l'on s'attache à l'originalité de la mesure que nous avons faite, à savoir le travail en cinématique inverse, seul un groupe a utilisé cette méthode, tous les autres ayant privilégié un faisceau de protons. Il s'agit de Galster et ses collègues [50] qui ont à la fois étudié la résonance avec un faisceau de protons sur différentes cibles de ^{13}C et un faisceau de ^{13}C sur une cible gazeuse d'hydrogène. Le même groupe, où figurent d'ailleurs des personnes de l'UCL et de l'ULB, a également publié des résultats concernant la diffusion $^{13}\text{C}+p$ [81,82]. En réalité, leur but était l'étude de la réaction $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$, intervenant dans le cycle CNO chaud, à l'aide d'un faisceau radioactif de ^{13}N et ils ont étudié la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ comme une situation de test. On voit donc que l'idée de travailler en cinématique inverse est assez peu répandue, malgré l'avantage clair de la propreté des mesures.

2.2 Procédure expérimentale, mesures et résultats

Nous avons donc mesuré la section efficace de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ en cinématique inverse, à l'aide du dispositif expérimental développé dans le cadre de ce travail. Il s'agit d'un premier type d'application non seulement pour montrer que l'on peut réaliser des mesures dans des conditions bas bruit mais également pour valider les mesures de section efficace absolue en cinématique inverse. Nous allons présenter dans cette partie nos données et les conditions dans lesquelles elles ont été obtenues ainsi que les quelques démarches nécessaires pour les acquérir, qu'elles soient expérimentales ou pas. Il est intéressant de préciser que nous nous sommes limités à la capture radiative, sans mesurer la réaction élastique $^{13}\text{C}(p,p)^{13}\text{C}$. Cette dernière permet d'obtenir des informations intéressantes comme par exemple la largeur d'entrée $\Gamma_i = \Gamma_p$. En effet, les conditions de mesure (cible épaisse) empêchent d'étudier la diffusion des protons incidents.

Nous nous sommes limités à l'étude de la désexcitation du niveau résonant à 8.06 MeV vers le niveau fondamental en collectant l'information issue du FE peak. Hebbard [68] et Hester [69] étaient dans les mêmes conditions et avaient suggéré une correction de 1.18 afin d'obtenir une section efficace totale. Dans notre cas, nous avons considéré les différentes voies de désexcitation gamma du niveau résonant, ce qui nous a fourni le facteur de branchement. Celui-ci nous a permis d'appliquer un facteur correctif à nos données. Cette investigation s'est faite en travaillant à l'énergie de la résonance pour augmenter la sensibilité vis-à-vis des transitions les plus faibles. Le **Tableau 6** donne les facteurs de branchement ainsi que le nombre de coups (corrigé) et l'efficacité propres à chaque raie gamma à partir de la formule (2.7). Ces résultats sont comparables à ce que l'on peut trouver dans la littérature [55,70,83,84]. On voit que le niveau résonant se désexcite préférentiellement vers le niveau fondamental (0.8145), ce qui donne un facteur correctif à appliquer à nos données de 1.23, un peu plus élevé que le 1.18 cité plus haut. Cependant, il faut noter que ces rapports de branchement doivent, en théorie, varier en fonction de l'énergie à laquelle on les mesure. En effet, chaque transition, même issue d'un niveau identique, présente ses propres caractéristiques et donne lieu à un facteur astrophysique particulier dont l'évolution avec l'énergie varie d'une transition à l'autre. Les différences entre les résonances sont d'ailleurs clairement visibles dans les résultats de King et al. [6]. La dépendance en énergie indique que le facteur de branchement pour la transition vers le niveau fondamental diminue entre l'énergie de résonance et les plus faibles énergies, en présentant des variations entre 0.69 et 0.81. Et donc, la valeur que nous avons trouvée ne peut être utilisée que comme une bonne approximation pour toute autre énergie que celle de la résonance.

Raies (keV)	E_i (MeV)	E_f (MeV)	Aire	Efficacité	Facteur de Branchement (%)
8062	8.06	0	21845	6.85E-03	81.45
5745	8.06	2.31	530	9.89E-03	1.37
4110	8.06	3.95	5459	1.34E-02	10.41
3143	8.06	4.92	1897	1.65E-02	2.93
2956	8.06	5.11	115	1.73E-02	0.17
2371	8.06	5.69	2878	2.01E-02	3.67

Tableau 6 – Facteurs de branchement des différentes raies gamma issues du niveau résonant à 8.06 MeV ainsi que le nombre de coups (corrigé) et l'efficacité de détection propres à chacune d'entre elles.

Comme précisé juste avant, l'information utilisée était celle provenant d'une région d'intérêt (ROI) d'une largeur de ~ 100 keV, définie sur le FE peak du rayonnement gamma de 8.06 MeV, sur lequel un important effet Doppler s'appliquait (de 160 à 260 keV environ, en fonction de l'énergie des particules incidentes). Le nombre de coups dans la ROI devait être corrigé du bruit dû aux rayonnements cosmiques, seule source de bruit apparaissant sous le pic. En effet, comme visible sur la **Figure 37**, il n'y a pas de traces d'autres raies gamma dont le fond Compton pourrait venir gêner nos mesures. Le nombre de coups réel était :

$$N_{real} = N_{ROI} - n_{CR} T \Delta E = N_{ROI} - N_{CR} \quad (3.19)$$

où T est le temps d'acquisition, ΔE est la largeur (en keV) de la ROI et n_{CR} le nombre de rayonnements cosmiques attendu à cette énergie pendant une acquisition d'une seconde dans un intervalle de 1 keV. Ce dernier paramètre a été déterminé au préalable comme explicité dans la Seconde partie (voir **Figure 31**) et vaut 6.33×10^{-6} coups/s/keV.

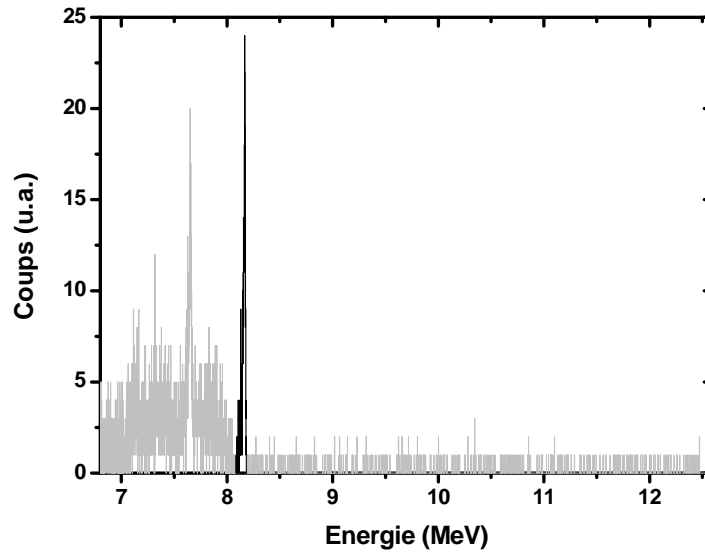


Figure 37 – Spectre acquis pendant la mesure de la section efficace de la réaction $^1\text{H}(^{13}\text{C},\gamma)^{14}\text{N}$ pour une énergie $E_{CM} = 400$ keV. La région d'intérêt sur le FE peak est grisée. Aucune raie gamma n'est visible à plus haute énergie, mais seulement les rayonnements cosmiques. Le temps d'acquisition est inférieur à cinq heures et le rapport signal/bruit est de 40.

Le nombre de coups réel est directement relié à la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = f_c \frac{N_{real}}{\varepsilon_A d\Omega N_H N_0} \quad (3.20)$$

avec f_c qui est le facteur correctif de 1.23, ε_A l'efficacité absolue de détection dépendant de l'énergie, $d\Omega$ l'angle solide sous-tendu par le détecteur, N_0 le nombre de particules incidentes et N_H la quantité d'hydrogène dans la cible (en at/cm²). La section efficace totale est obtenue en intégrant sur tout l'espace la section efficace différentielle :

$$\sigma = \int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) W(\vartheta) d\Omega \quad (3.21)$$

avec $W(\vartheta)$ la distribution angulaire qui s'applique à l'émission d'un rayonnement gamma à un angle ϑ par rapport à la direction du faisceau incident. Il faut donc connaître $W(\vartheta)$ pour obtenir la section efficace totale. Dans le cas qui nous intéresse, la transition, d'un niveau 1^- vers un 1^+ , est de type dipolaire électrique ($E1$) et se fait à partir d'un moment angulaire orbital $l = 0$ (voir *Annexe III*), ce qui signifie que la distribution angulaire est isotrope. Cette distribution a été vérifiée expérimentalement (à la résonance) en réalisant différentes acquisitions avec le détecteur HPGe placé à plusieurs angles, comme illustré à la **Figure 38**. Ce caractère a également été vérifié par King et al. [6]. De ce fait, la section efficace différentielle est indépendante de l'angle auquel elle est mesurée et on obtient :

$$\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega} \int_0^{4\pi} d\Omega = f_c \frac{N_{real}}{\varepsilon_A d\Omega N_H N_0} 4\pi \quad (3.22)$$

et finalement, à partir des formules (2.4) et (2.5), la section efficace totale est donnée par :

$$\sigma = f_c \frac{N_{real}}{\varepsilon N_H N_0} \quad (3.23)$$

où l'efficacité ε est directement obtenue à partir de la correction appliquée aux simulation MCNPX (voir **Figure 32**) et on peut utiliser la formule (2.7). Par contre, N_H est le terme le plus complexe à déterminer. En effet, malgré une très bonne stabilité, le standard voit sa concentration en hydrogène diminuer au cours de l'irradiation. Cette diminution est de l'ordre de 10^{15} at/cm² par heure d'irradiation, les différences provenant de l'intensité du courant faisceau. Le terme N_H est obtenu en faisant la moyenne de la quantité en hydrogène avant et après mesure. Outre le fait que ces valeurs sont elles-mêmes déjà entachées d'une erreur importante, le fait de prendre simplement la moyenne est assez arbitraire et suppose que la diminution en hydrogène est linéaire. Cette hypothèse est cependant relativement bien vérifiée

si l'on étudie le nombre de coups en fonction du temps dans une ROI comprenant le FE peak, les deux pics d'échappement et une bonne partie du fond Compton du rayonnement gamma étudié. Ceci se fait à partir d'un fichier *list*, enregistré durant chaque mesure, qui est traité par la suite à l'aide du programme développé durant ce travail. On pourrait se demander s'il ne serait pas plus juste d'utiliser une exponentielle à deux termes plutôt qu'une droite pour rendre compte de l'évolution de l'hydrogène durant l'irradiation. Cependant, nous n'avons pas une sensibilité temporelle suffisante pour faire cette distinction.

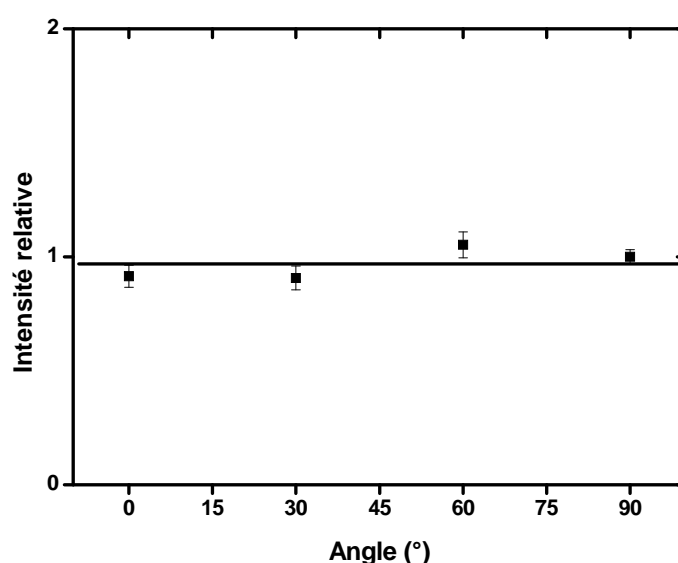


Figure 38 – Distribution angulaire de la transition 1^- vers 1^+ . L'intensité est normalisée par rapport à la mesure à 90° .

En pratique, un mode opératoire bien précis a été mis en place pour les nombreuses séries de mesures effectuées. Tout d'abord, le détecteur HPGe était calibré en énergie au moyen de deux sources radioactives de ^{137}Cs (raie à 661.65 keV) et de ^{60}Co (raies à 1173.24 et 1332.51 keV) ainsi que du rayonnement gamma de 6128.63 keV issu de la réaction $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$. Pour ce dernier rayonnement gamma, un faisceau de protons était utilisé pour irradier un verre fluoré se trouvant dans la chambre UHV. En parallèle, le doigt froid était refroidi afin de pouvoir utiliser la cible (le standard en hydrogène) avec une contamination de surface minimale. Ensuite, nous réalisons un profil en profondeur de l'hydrogène au moyen de la réaction résonante $^1\text{H}(^{15}\text{N},\alpha\gamma)^{12}\text{C}$, ce qui nous permettait de connaître la quantité d'hydrogène au début de l'irradiation par le faisceau. Venait alors la mesure proprement dite

avec des ions $^{13}\text{C}^{q+}$, avec q leur charge effective valant 3 ou 2, en fonction de l'énergie à laquelle on travaillait. Une fois cette mesure terminée (ou arrêtée), un nouveau profil en hydrogène était exécuté, ce qui nous donnait l'état de la cible après une (très) longue irradiation (et donc N_H).

Il est intéressant de noter que le passage du faisceau de ^{15}N à celui de ^{13}C , et inversement, se fait aisément étant donné que nous avons recours à une cible de $\text{K}^{13}\text{C}^{15}\text{N}$ (mélangée à de la poudre d'argent) dans la source SNICS qui produit ainsi les deux espèces nécessaires aux deux types d'investigation. Comme mentionné auparavant, il est impossible d'accélérer un ion N^- en raison de son temps de vie trop court. Heureusement, notre accélérateur ALTAÏS est tout à fait adapté au type de mesures que nous faisons, permettant la création et l'accélération d'ions CN^- , ainsi que le choix de l'espèce (carbone ou azote) pour le faisceau final et le changement de l'un à l'autre en quelques minutes à peine (le temps d'optimiser le courant).

Nos données consistent en trente points s'étendant sur une large gamme en énergie autour de la résonance de 511 keV, de 225 à 560 keV dans le système du centre de masse, ce qui correspond à 3200 et 7900 keV dans le système du laboratoire. Chaque point a été obtenu avec un minimum de 1000 coups réels, à l'exception des deux derniers points à plus basse énergie (573 et 288 coups) et de celui à plus haute énergie. Le **Tableau 7** présente, pour tous nos points, différentes données intéressantes. L'énergie dans le système du centre de masse est corrigée par l'approximation de l'énergie moyenne (voir après). A partir de 5600 keV, nous voyons que plusieurs séries de mesures ont été nécessaires pour obtenir les 1000 coups réels, étant donné que la section efficace diminue lorsque l'on tend vers des énergies plus faibles. Une explication est nécessaire quant à la manière dont nous fusionnons ces mesures distinctes. La section efficace est obtenue à partir d'une formule quasi identique à l'équation (3.23) mais légèrement différente. En effet, la quantité d'hydrogène n'est pas nécessairement la même dans tous les cas et il faut donc la normaliser avec le nombre de rayonnements gamma détectés. Dans le cas de n mesures fusionnées, on utilise alors la formule :

$$\sigma = f_c \frac{N_{real}^{eq}}{\epsilon N_H^{eq} N_0^{eq}} \quad (3.24)$$

$$\text{avec } N_{real}^{eq} = \sum_{i=1}^n N_{real}^i, N_0^{eq} = \sum_{i=1}^n N_0^i \text{ et } N_H^{eq} = \frac{\sum_{i=1}^n N_H^i N_{real}^i}{\sum_{i=1}^n N_{real}^i}.$$

E _{13C} (keV)	E _{CM} (keV)	Courant Particules (nA)	Nombre de particules incidentes	Temps total d'acqui- sition (h)	Nombre de séries de mesures	Coups réels	Rayon- nements cosmiques	Signal/Bruit	Erreur Statistique (%)
7900	561	234	2.30E+15	0.44	1	140	2	7.00E+01	8.57
7800	554	912	1.35E+16	0.66	1	1033	2	5.17E+02	3.12
7700	546	959	1.05E+16	0.49	1	1026	1	1.03E+03	3.12
7600	539	940	8.00E+15	0.38	1	1021	1	1.02E+03	3.13
7500	532	906	5.76E+15	0.28	1	1016	1	1.02E+03	3.14
7450	529	659	4.31E+15	0.29	1	1037	1	1.04E+03	3.11
7400	525	229	3.76E+15	0.73	1	1016	2	5.08E+02	3.14
7350	521	229	3.15E+15	0.61	1	1026	2	5.13E+02	3.13
7300	518	358	2.81E+15	0.35	1	1060	1	1.06E+03	3.07
7200	511	231	2.27E+15	0.44	1	1033	1	1.03E+03	3.11
7100	504	517	2.67E+15	0.23	1	1029	1	1.03E+03	3.12
7050	500	262	2.91E+15	0.49	1	1033	1	1.03E+03	3.11
7000	496	198	3.55E+15	0.80	1	1018	2	5.09E+02	3.14
6950	493	348	4.93E+15	0.63	1	1087	2	5.44E+02	3.04
6900	489	879	6.06E+15	0.31	1	1020	1	1.02E+03	3.13
6850	486	335	7.43E+15	0.99	1	1016	2	5.08E+02	3.14
6800	482	223	8.65E+15	1.73	1	1022	4	2.56E+02	3.14
6700	475	326	1.29E+16	1.75	1	1026	5	2.05E+02	3.14
6600	468	310	1.92E+16	2.75	1	1013	8	1.27E+02	3.17
6500	460	305	2.78E+16	4.04	1	1014	7	1.45E+02	3.16
6400	453	490	3.85E+16	3.50	1	1011	9	1.12E+02	3.17
6200	439	482	5.52E+16	5.09	1	1008	11	9.16E+01	3.18
6000	424	413	7.85E+16	8.45	1	1001	18	5.56E+01	3.22
5600	395	684	2.02E+17	13.13	2	999	34	2.94E+01	3.27
5200	368	1302	4.09E+17	13.96	2	1002	31	3.23E+01	3.26
4800	339	1463	6.97E+17	21.18	2	1031	47	2.19E+01	3.25
4400	310	1532	1.18E+18	34.24	4	1001	69	1.45E+01	3.37
4000	282	1887	2.51E+18	59.12	5	1003	101	9.93E+00	3.46
3600	253	2375	2.65E+18	49.60	4	573	112	5.12E+00	4.93
3200	225	2463	2.83E+18	51.07	4	288	112	2.57E+00	7.86

Tableau 7 – Données importantes regroupant différents paramètres et quelques conditions expérimentales propres aux 30 points de mesure pour la section efficace de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. L'énergie dans le système du centre de masse est corrigée.

Dans le **Tableau 7**, on peut voir que le courant augmente fortement à partir de 368 keV. Ceci est dû au fait que l'on peut avoir recours à des ions $^{13}\text{C}^{2+}$ plutôt que des $^{13}\text{C}^{3+}$, ce qui donne des faisceaux plus intenses (il est plus facile d'enlever deux électrons que trois dans le canal d'échange de l'accélérateur). Il est intéressant également d'étudier l'évolution du rapport signal/bruit valant N_{real}/N_{CR} . Celui-ci passe de plus de 1000, autour de la résonance, à un

peu moins de 2.6 pour le point à plus basse énergie, malgré le net accroissement du courant faisceau. Cette évolution est à mettre en parallèle avec le fait que le temps de mesure passe de moins d'un quart d'heure à plus de cinquante heures d'acquisition, en raison de la diminution de la section efficace. Finalement, on voit que l'erreur statistique (voir après pour son calcul avec l'équation (3.30)) est de l'ordre de 3.1% mais commence à augmenter régulièrement lorsque l'énergie est de plus en plus basse. Pour les deux derniers points, à ce phénomène vient s'ajouter le fait que le nombre de coups réels est inférieur à 1000.

E_{CM} (keV)	ANTI	NORMAL	Rapport
561	70.00	34.75	2.01
554	516.50	207.40	2.49
546	1026.00	342.00	3.00
539	1021.00	512.00	1.99
532	1016.00	511.00	1.99
529	1037.00	520.50	1.99
525	508.00	203.20	2.50
521	513.00	256.75	2.00
518	1060.00	530.00	2.00
511	1033.00	344.00	3.00
504	1029.00	1030.00	1.00
500	1033.00	344.00	3.00
496	509.00	203.20	2.50
493	543.50	272.50	1.99
489	1020.00	510.50	2.00
486	508.00	169.83	2.99
482	255.50	92.82	2.75
475	205.20	92.82	2.21
468	126.63	53.21	2.38
460	144.86	56.33	2.57
453	112.33	44.09	2.55
439	91.64	37.44	2.45
424	55.61	21.59	2.58
395	29.38	11.81	2.49
368	32.32	12.38	2.61
339	21.94	8.93	2.46
310	14.51	5.39	2.69
282	9.93	4.02	2.47
253	5.12	2.13	2.40
225	2.57	0.99	2.60

Tableau 8 – Comparaison des rapports signal/bruit entre les ADC avec et sans anticoincidence appliquée. L'énergie dans le système du centre de masse a été corrigée par l'approximation d'énergie moyenne.

On se rappelle qu'il est possible d'obtenir, durant une même acquisition, les spectres de rayonnements gamma avec et sans anticoincidence appliquée. Le **Tableau 8** permet de comparer les rapports signal/bruit entre ces deux cas. On peut voir que l'on gagne toujours un facteur 2 (à l'exception de 504 keV) voire même 2.5 à plus basse énergie. Ce gain n'est évidemment pas négligeable et nous a permis d'obtenir le dernier point. En effet, si l'on regarde ce que nous donne le deuxième ADC où il n'y a pas de blindage actif, on obtient 285 coups réels dans la ROI pour 288 rayonnements cosmiques soustraits, soit un rapport signal/bruit de quasiment 1. Et, même avec le veto anti-cosmique, mesurer un point à 2800 keV nous aurait déjà donné un rapport signal/bruit d'environ 1. Notez que dans le **Tableau 8**, l'énergie dans le système du centre de masse est celle obtenue après application de la correction de l'énergie moyenne.

Pour obtenir l'énergie du point de mesure, il y a deux traitements successifs à effectuer. Le deuxième consiste à la convertir dans le système du centre de masse ce qui, en travaillant en cinématique inverse, se résume à diviser par 14, si l'on se réfère à la formule (2.2). Mais avant cela, il faut tenir compte du fait que la cible en hydrogène utilisée possède une épaisseur et que c'est pour l'énergie atteinte au milieu de celle-ci que la mesure est en réalité établie. Un traitement plus correct mais plus lourd et plus complexe serait de considérer les effets de la convolution entre la cible et la section efficace. Ici, nous avons évalué l'épaisseur de la cible à partir des profils réalisés avec un faisceau de ^{15}N avant et après irradiation par des ions $^{13}\text{C}^{q+}$. En effet, la perte d'énergie de ces ions dans le standard en hydrogène est directement accessible à partir d'une règle de trois sur les pouvoirs d'arrêt des deux faisceaux utilisés. Le décalage en énergie ΔE à appliquer est :

$$\Delta E = \frac{1}{2} \Delta E_{^{15}\text{N}} \frac{S_{^{13}\text{C}}(E_i)}{S_{^{15}\text{N}}(E_R)} \quad (3.25)$$

où $S_{^{13}\text{C}}(E_i)$ est le pouvoir d'arrêt du ^{13}C pour l'énergie du point E_i , $S_{^{15}\text{N}}(E_R)$ est le pouvoir d'arrêt du ^{15}N à l'énergie de résonance de la réaction $^{15}\text{N}(p, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$ et $\Delta E_{^{15}\text{N}}$ est la largeur en énergie du profil en hydrogène. Ce dernier paramètre est obtenu en faisant de nouveau une moyenne entre les mesures avant et après irradiation. On appelle ce traitement l'approximation de l'énergie moyenne.

Ces deux profils réalisés permettent d'avoir une idée de l'évolution de la cible. On peut voir un exemple de ce que l'on obtient à la **Figure 39**, avant déconvolution. On remarque deux

tendances, à savoir une diminution de la concentration en hydrogène et un élargissement du profil. On a effectivement une perte d'hydrogène suite aux chocs et à l'échauffement produits par le faisceau dans la cible. Mais ce phénomène provoque une diminution du pouvoir d'arrêt (moins d'atomes par tranche d'une épaisseur donnée) qui devrait entraîner une contraction du spectre. A l'inverse, cette perte d'hydrogène signifie qu'il y a une diffusion vers la surface, et l'hydrogène est totalement (ou en partie) perdu, et vers l'intérieur de l'échantillon, ce qui élargit le spectre en énergie, ainsi que le profil en profondeur.

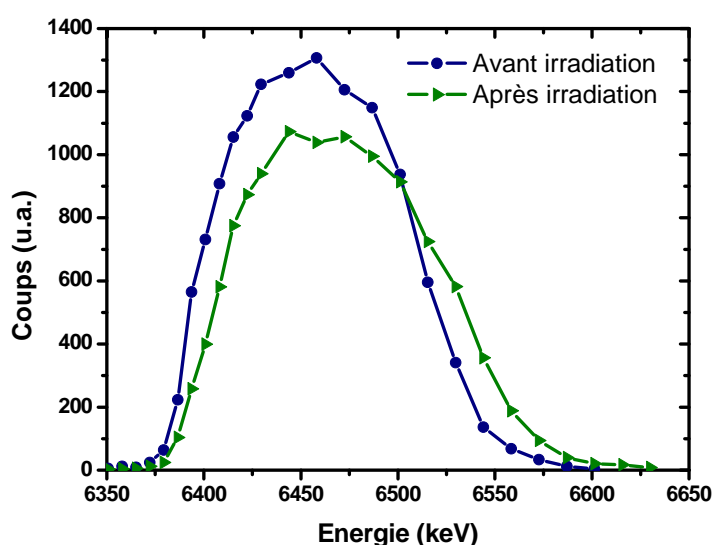


Figure 39 – Profils bruts de l'hydrogène dans le standard avant et après irradiation pour la mesure de section efficace obtenus avec $5.5 \cdot 10^{17}$ ions de 5.6 MeV pour un courant électrique de 3 μ A.

Ensuite, il faut avoir à l'esprit que le standard est constitué par une matrice de silicium cristallin. L'implantation a déjà créé un grand nombre de défauts dans celui-ci mais lors de la mesure avec des ions plus lourds et plus énergétiques, on peut véritablement rendre amorphe le silicium, si ce n'est pas déjà fait. Cela pourrait avoir pour conséquence d'augmenter le nombre d'atomes de silicium vus par le faisceau. Malheureusement, ce dernier phénomène ne peut pas être pris en compte par le programme utilisé pour déconvoluer le profil brut et obtenir une concentration en fonction de la profondeur comme montré à la Figure 40. De plus, celui-ci ne permet pas non plus de rendre compte des différences de pouvoir d'arrêt (seule une valeur moyenne est utilisée). On voit donc que, comme déjà mentionné plus haut, toute valeur se basant sur ces deux profils est entachée d'erreurs relativement importantes.

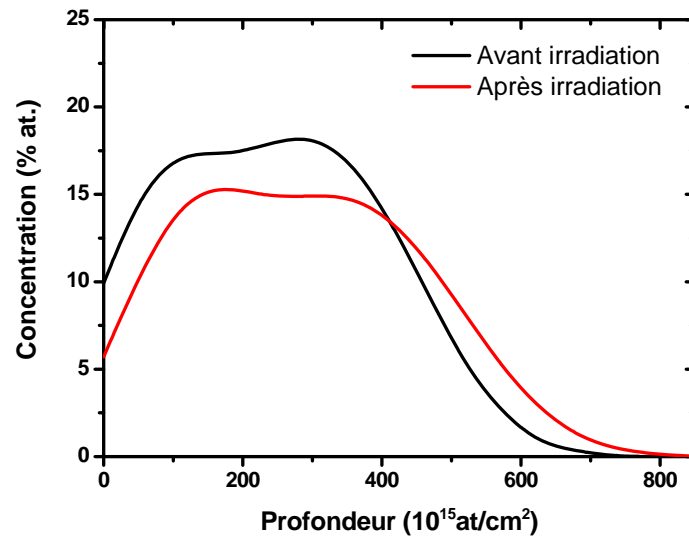


Figure 40 – Concentration en hydrogène en fonction de la profondeur pour un même standard avant et après irradiation, obtenue en déconvoluant les profils bruts de la Figure 39.

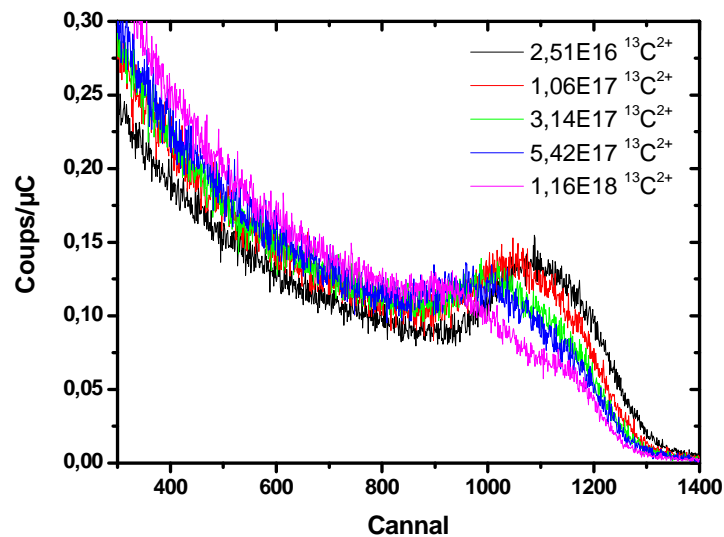


Figure 41 – Evolution du spectre de canalisation sur un standard en hydrogène au cours de l'irradiation avec un faisceau de ^{13}C de 4 MeV. Le nombre de coups est normalisé par rapport à la charge. L'axe des abscisses est proportionnel à l'énergie des particules détectées.

Par contre, l'amorphisation de la cible a pu être confirmée, grâce à un des développements du dispositif bas bruit, c'est-à-dire à l'aide du spectre RBS enregistré dans la jonction *PIPS* à l'arrière de l'échantillon, comme montré à la Figure 41. En réalité, on ne peut

pas parler de RBS. Il s'agit plutôt d'un spectre de canalisation puisque le faisceau arrive en incidence normale sur le silicium (100) et peut donc voir plus ou moins d'atomes en fonction du degré de cristallinité qu'il rencontre.

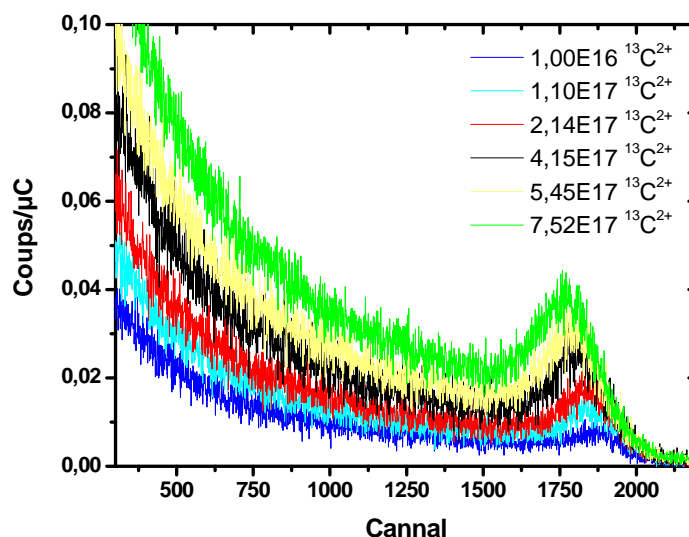


Figure 42 – Evolution du spectre de canalisation sur un échantillon de silicium (100) au cours de l'irradiation avec un faisceau de ^{13}C de 4 MeV. Le nombre de coups est normalisé par rapport à la charge. L'axe des abscisses est proportionnel à l'énergie des particules détectées.

Tout d'abord, avant même irradiation, le spectre présente une bosse en surface, signifiant que l'on a une certaine épaisseur moins cristalline qu'à plus grande profondeur, ce qui est dû aux dégâts créés par l'implantation. On voit qu'il y a une évolution très nette au niveau de cette bosse qui tend à s'élargir, voire à s'aplanir. A cela s'ajoute une augmentation du nombre de coups pour les plus grandes profondeurs ce qui prouve qu'il y a une réorganisation de toute la matrice de silicium qui converge vers un état plus amorphe. Remarquons que ce dernier phénomène est observé sur un échantillon de silicium (100) identique sauf qu'il n'a pas été implanté en hydrogène, ce qui est illustré à la **Figure 42**. Il y a également une légère bosse en surface au départ. Elle est due au fait que les atomes de l'extrême surface ne peuvent être cachés du faisceau mais font de l'ombre sur ceux situés plus en profondeur. Par contre l'évolution de cette bosse n'est pas la même dans les deux types d'échantillon. Son augmentation à la **Figure 42** se comprend facilement : on rend amorphe la surface. Par contre, nous avons plus de difficultés à expliquer la diminution observée pour le standard. Le fait que cela n'augmente pas signifie que l'implantation a déjà totalement rendu

amorphe la surface sur une épaisseur qui correspond à la distribution des défauts dus à l'implantation. Il est évident qu'il serait intéressant de pousser plus loin l'étude de l'évolution de l'hydrogène et du silicium, tant du point de vue quantitatif que cristallin, sans oublier la contamination de surface. Ce dernier point est important car, en plus de diminuer, on voit qu'à la **Figure 41**, la bosse semble également reculer, comme si une couche (inconnue) se formait à l'avant. On peut se demander s'il ne s'agit pas d'une accumulation d'hydrogène en surface, provenant de la diffusion induite par le faisceau. Pour répondre à cette question, on pourrait penser à vérifier la présence ou non de deutérium après irradiation, étant donné qu'il n'apparaît que dans l'hydrogène de surface.

Après avoir détaillé les conditions de travail, quelques informations et certaines premières conclusions intéressantes, il est temps de présenter les résultats proprement dits. La section efficace est montrée à la **Figure 43** sans application du facteur 1.23. Les données de King et al. [6] sont ajoutées à titre comparatif mais aussi pour permettre d'avoir une idée de l'évolution de la section efficace car ce sont celles qui couvrent la plus grande gamme d'énergie. Nous pouvons voir qu'elle diminue de façon dramatique avec l'énergie. Nous avons mesuré cette section efficace sur quasiment quatre ordres de grandeur, dans les mêmes conditions, avec le même dispositif expérimental, ce qui n'est pas banal. D'autant que cela nous donne des résultats en bon accord avec la littérature. Il peut paraître étrange que nos données soient moins complètes que celles de King et on pourrait dès lors se demander l'intérêt de nos mesures. Il faut rappeler que cette réaction a été mesurée de manière à valider le travail en cinématique inverse. De plus, même à plus haute énergie, des données supplémentaires sont toujours intéressantes. Nos données sont seulement les secondes autour de l'énergie de la résonance. A côté de la section efficace, la **Figure 44** expose le facteur astrophysique calculé à partir de la mesure de la section efficace, toujours sans facteur correctif. Nous présentons dans cette figure seulement les données comparables aux nôtres.

Analysons quelque peu nos résultats. En ce qui concerne la section efficace, nous pouvons voir que, entre 225 et 450 keV, nos valeurs sont légèrement plus faibles que celles de King. Par contre, jusqu'à l'énergie de résonance, il y a un très bon accord, les barres d'erreur se recouvrant. Cependant, au maximum de la section efficace, on se retrouve à nouveau en-dessous de King. On peut expliquer cela par la convolution avec la cible qui a tendance à moyenniser la section efficace (nous avons une cible d'environ $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ contre $7.3 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour King). Il semble que la différence d'intensité s'accroisse au-delà du maximum, ou alors

on peut interpréter cela un peu différemment : notre résonance semble plus étroite, avec un maximum à plus basse énergie. Ce point sera confirmé plus loin lors de la discussion des caractéristiques de la résonance, après avoir traité numériquement nos données. Pour le facteur astrophysique, le décalage en énergie de la résonance est moins flagrant mais tout de même visible. A basse énergie, nos données sont situées en-dessous de celles de Hebbard, elles-mêmes en-dessous de celles de King. Nos barres d'erreur et celles de King se recouvrent quasiment. Par contre, les points de Hebbard sont présentés avec des barres d'erreur très faibles, étant donné qu'ils ne tiennent compte que de l'erreur statistique.

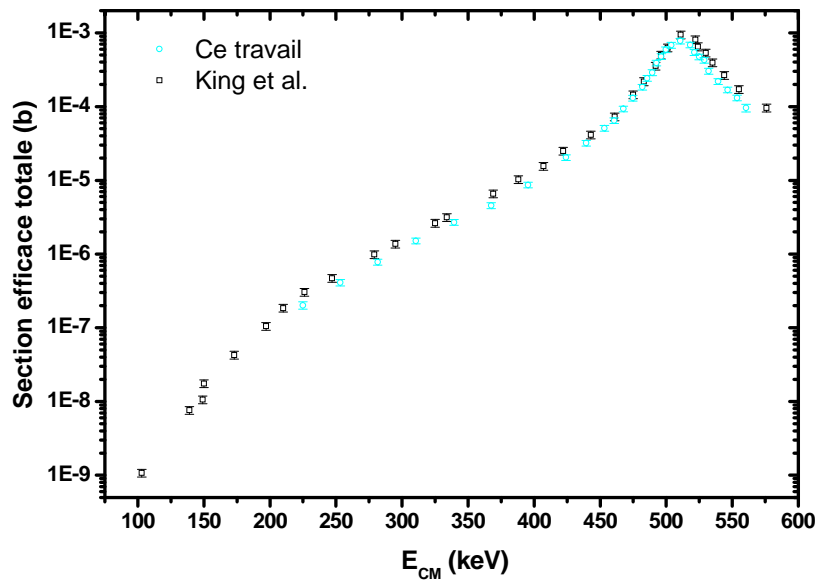


Figure 43 – Section efficace totale pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ mesurée en cinématique inverse dans le dispositif expérimental bas bruit.

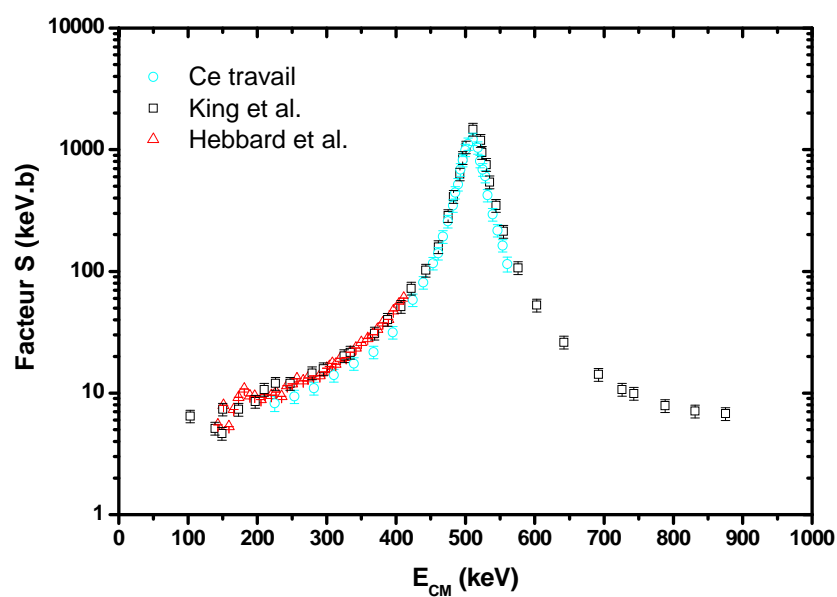


Figure 44 – Comparaison du facteur astrophysique de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ mesurée en cinématique inverse dans le dispositif expérimental bas bruit avec les données de la littérature. Seule la transition du niveau résonant à 8.062 MeV vers le niveau fondamental est prise en compte.

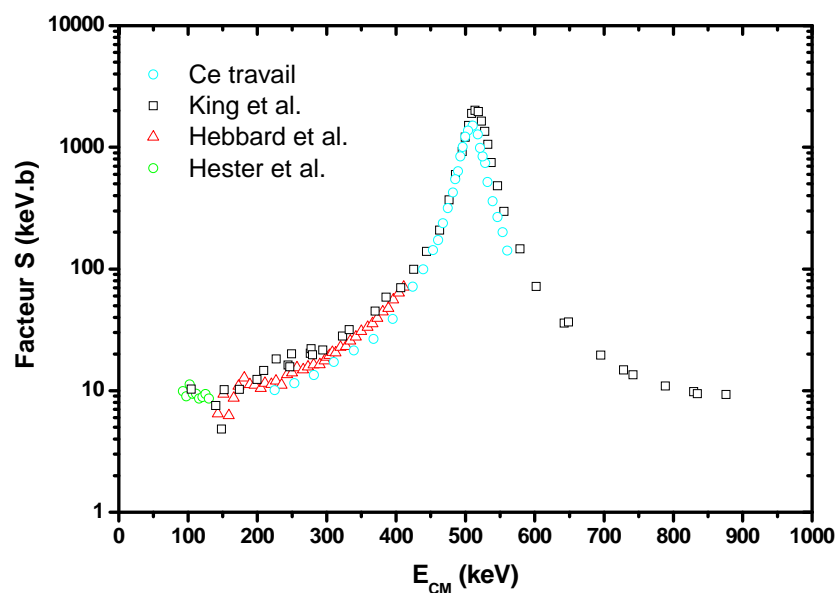


Figure 45 – Facteur astrophysique total pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$.

La **Figure 45** représente finalement le facteur astrophysique total de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. Pour King [6], il s'agit de la somme de toutes les contributions tandis que pour Hebbard [68] et Hester [69] (corrigé par King), le facteur 1.18 est appliqué. De même, nous avons multiplié nos données par 1.23. Alors que l'on se rapproche légèrement des valeurs de Hebbard, on peut voir que la différence avec celles de King est accentuée. Il semblerait que le fait de tenir compte de toutes les transitions séparément tend à augmenter le facteur astrophysique de la réaction.

Venons-en finalement aux erreurs qui s'appliquent à nos données. De manière générale, si l'on considère une fonction f dépendant de n variables x_i et que pour évaluer cette fonction les x_i sont obtenus à partir de mesures indépendantes, alors l'erreur absolue sur la valeur de $f(x_1, \dots, x_n)$ est :

$$\sigma_f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2} \quad (3.26)$$

avec σ_{x_i} l'erreur absolue sur la variable x_i . Pour la section efficace, en se référant à l'équation (3.23), on voit que la section efficace $\sigma = \sigma(f_c, N_{real}, \varepsilon, N_0, N_H)$ et l'erreur relative sur cette mesure est $\frac{\sigma_\sigma}{\sigma}$ avec σ_σ l'erreur absolue définie comme :

$$\sigma_\sigma = \sqrt{\left(\frac{\partial \sigma}{\partial f_c} \right)^2 \sigma_{f_c}^2 + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial N_{real}} \right)^2 \sigma_{N_{real}}^2 + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} \right)^2 \sigma_\varepsilon^2 + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial N_0} \right)^2 \sigma_{N_0}^2 + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial N_H} \right)^2 \sigma_{N_H}^2} \quad (3.27)$$

Il vient alors que :

$$\frac{\sigma_\sigma}{\sigma} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{f_c}}{f_c} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{real}}}{N_{real}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_0}}{N_0} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_H}}{N_H} \right)^2} \quad (3.28)$$

Certaines variables sont également le résultat d'un calcul et donc leur erreur peut être obtenue de la même façon, à partir de la formule (3.24). C'est le cas pour N_{real} qui vaut $N_{real} = N_{ROI} - N_{CR}$. On a alors :

$$\sigma_{N_{real}} = \sqrt{\sigma_{N_{ROI}}^2 + \sigma_{N_{CR}}^2} \quad (3.29)$$

où $\sigma_{N_{ROI}}$ et $\sigma_{N_{CR}}$ sont des erreurs statistiques uniquement, c'est-à-dire $\sigma_{N_{real}} = \sqrt{N_{real}}$ et $\sigma_{N_{CR}} = \sqrt{N_{CR}}$. Donc, on a finalement :

$$\sigma_{N_{real}} = \sqrt{N_{ROI} + N_{CR}} \quad (3.30)$$

qui va évidemment augmenter fortement lorsque le rapport signal/bruit N_{real}/N_{CR} va diminuer, comme on peut le vérifier dans le **Tableau 7**. Cependant, pour une mesure à une énergie donnée, l'erreur relative va diminuer avec le temps de mesure.

En ce qui concerne le facteur astrophysique, l'équation (3.7) nous permet d'écrire l'erreur absolue sur cette valeur :

$$\sigma_S = \sqrt{\left(\frac{\partial S}{\partial \sigma}\right)^2 \sigma_\sigma^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)^2 \sigma_E^2} \quad (3.31)$$

où seules les erreurs sur la section efficace et l'énergie interviennent. On peut montrer facilement que $\left(\frac{\partial S}{\partial \sigma}\right)^2 = \frac{S^2}{\sigma^2}$ et $\left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)^2 = \frac{S^2}{E^2} \left(1 + \sqrt{\frac{E_b}{E}}\right)^2$, ce qui entraîne alors que l'erreur relative sur le facteur astrophysique est :

$$\frac{\sigma_S}{S} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_\sigma}{\sigma}\right)^2 + \left(1 + \sqrt{\frac{E_b}{E}}\right)^2 \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2} \quad (3.32)$$

Il ne reste plus qu'à connaître les différentes erreurs. Celles-ci sont données dans le **Tableau 9** et sont justifiées ci-dessous.

σ_{N_0}	3.00%
σ_{N_H}	5.00%
σ_ε	3.60%
σ_{f_c}	4.80%
σ_E	6.00%

Tableau 9 – Différentes erreurs utilisées pour le calcul des erreurs sur la section efficace et le facteur astrophysique.

Pour σ_{N_0} , il faut se demander quelle confiance on peut accorder à la lecture du courant sur la cible. On peut raisonnablement penser que le dispositif que nous avons

développé nous permet de considérer le bout de ligne faisceau où se trouve l'échantillon comme une bonne cage de Faraday, d'autant qu'un supprimeur d'électrons est ajouté à l'extérieur. De plus, une étude a été réalisée pour confirmer la qualité de cet élément. A l'aide d'un faisceau de protons sur un standard pour RBS (verre à couches), nous avons comparé la charge intégrée obtenue à partir de la lecture du courant et le nombre de particules incidentes nécessaires pour ajuster une courbe théorique (à l'aide du programme SIMNRA [85]) au spectre RBS obtenu. Il s'est avéré que les deux grandeurs étaient identiques, à 3% près. Nous avons donc pris ce pourcentage comme erreur.

Comme déjà dit plus haut, il y a une imprécision importante dans l'obtention de la quantité d'hydrogène, qui dépend des deux profils en profondeur réalisés. On ne peut décemment pas croire en cette valeur avec un intervalle de confiance inférieur à 5%, valeur adoptée pour σ_{N_H} .

L'erreur sur l'efficacité dépend des erreurs sur le facteur de normalisation α (1.6%) et sur l'efficacité théorique obtenue à partir d'un ajustement d'un polynôme sur les simulations MCNPX. Les données issues de MCNPX ont une erreur inférieure à 1% et même inférieures à 0.2% pour une bonne partie d'entre elles. Le polynôme est quant à lui parfaitement ajusté avec un facteur de détermination R^2 de 0.99999. Il semble donc raisonnable de prendre une erreur de 2%. Cependant, remarquons que lors d'une simulation MCNPX, seule l'erreur statistique est prise en compte, alors qu'il existe également une incertitude sur les sections efficaces d'interaction utilisées. On peut les évaluer à 3% ce qui donne finalement $\sigma_\varepsilon = 3.60\%$.

En ce qui concerne σ_{f_c} , elle a été obtenue en évaluant les différentes erreurs qui apparaissent lors du calcul de f_c , qui sont les erreurs statistiques et l'erreur sur l'efficacité de détection. Nous voyons qu'en réalité, les variables f_c et ε ne sont pas totalement indépendantes mais nous faisons cette approximation pour obtenir $\sigma_{f_c} = 4.80\%$.

Finalement, l'erreur sur l'énergie peut être soit très petite soit très grande, en fonction de ce que l'on considère. Dans un premier temps, supposons qu'elle vienne uniquement de la haute tension de l'accélérateur, c'est-à-dire de son ondulation (~ 120 V) autour de la valeur demandée (*ripple*). Cela donne par exemple des énergies de $7900.00 \pm 0.48 keV$, $5600.00 \pm 0.36 keV$ ou $3200.00 \pm 0.36 keV$, l'erreur dépendant de l'état de charge des ions

$^{13}\text{C}^{q+}$ sélectionnés, à savoir $0.120(1+q)\text{keV}$. Soit des pourcentages d'erreur de l'ordre ou inférieurs à 0.01%. Mais on peut aussi tenir compte du facteur de calibrage de la haute tension, celui-ci étant de 0.9952 ± 0.0007 , soit 0.07%. Ce dernier pourcentage constitue l'erreur totale jusqu'ici, ce qui est évidemment très faible. À côté de cela, il y a lieu de tenir compte de l'erreur qui est faite lors de la correction de l'énergie à laquelle la section efficace est mesurée. En effet, en tenant compte de l'épaisseur du standard en hydrogène, à l'énergie incidente doit être soustrait environ 50-60 keV (dans le système laboratoire). Cette correction est entachée d'une erreur importante. En effet, il est nécessaire de connaître le profil d'hydrogène du standard. Comme déjà expliqué auparavant, c'est le point sur lequel il y a la plus grande imprécision. De plus, il y a également une erreur sur les pouvoirs d'arrêt qui vient s'ajouter et que l'on évalue autour de 3%. Nous avons donc considéré que $\sigma_E = 6.00\%$.

Globalement, l'erreur totale sur la section efficace est de l'ordre de 9%, voire même inférieure à ce pourcentage pour la plupart, à l'exception des deux derniers points où l'on a respectivement 9.7 et 11.5%. Pour le facteur astrophysique où l'erreur sur l'énergie intervient également, l'erreur est inférieure à 12%, sauf pour les deux derniers points pour lesquels l'erreur est de 12.7 et 14.16%. Le **Tableau 10** présente les résultats finaux : l'énergie dans le système du centre de masse, la section efficace, le facteur astrophysique ainsi que les erreurs absolues et relatives sur ces valeurs.

Si l'on compare nos barres d'erreur avec celles des mesures de la littérature (en se rapportant à la **Figure 44** et au **Tableau 10**), on voit que les nôtres sont beaucoup plus grandes que celles d'Hebbard et al. [68] où ils ne prennent en compte que l'erreur statistique. Par contre, nous sommes dans le même ordre de grandeur que celles de King et al. [6] qui tournent autour de 12%. Cependant, ce pourcentage est celui qui est donné dans NACRE [67] (et utilisé dans les différentes figures présentées ici), probablement jugé plus correct. Si l'on se réfère directement à l'article, ces erreurs sont de l'ordre de 1 à 2% jusqu'à 370 keV puis augmentent progressivement jusqu'à 15% pour l'énergie la plus basse. Ils ne précisent pas quelles erreurs sont prises en compte à part celle sur l'énergie effective du faisceau de protons. À cela s'ajoute probablement l'erreur statistique. Il est cependant intéressant de remarquer qu'à basse énergie, les derniers points de King qui sont très dispersés ne présentent pas de barres d'erreur suffisamment grandes pour permettre un bon ajustement d'une courbe au facteur astrophysique, comme nous l'avons fait dans la partie suivante (voir 2.3.1). De ce fait, le programme passe beaucoup de temps autour de ces points, sans succès (du moins avec les

contributions qui sont introduites), donnant un χ^2 élevé. On peut donc dire que le fait que nos mesures présentent des barres d'erreur importantes indique la qualité et la modestie de ce travail ainsi que le regard critique que nous y portons, comme cela apparaît dans le premier traitement ci-après.

E_{CM} (keV)	Section Efficace (b)	Err. Absolue (b)	Err. Relative (%)	Facteur S (keVb)	Err. Absolue (keVb)	Err. Relative (%)
561	1.18E-04	1.4E-05	12.0	1.41E+02	2.0E+01	14.1
554	1.61E-04	1.4E-05	8.9	2.00E+02	2.3E+01	11.6
546	2.06E-04	1.8E-05	8.9	2.66E+02	3.1E+01	11.6
539	2.69E-04	2.4E-05	8.9	3.61E+02	4.2E+01	11.7
532	3.72E-04	3.3E-05	8.9	5.18E+02	6.0E+01	11.7
529	5.23E-04	4.7E-05	8.9	7.41E+02	8.6E+01	11.7
525	5.80E-04	5.2E-05	8.9	8.41E+02	9.8E+01	11.7
521	6.66E-04	5.9E-05	8.9	9.86E+02	1.2E+02	11.7
518	8.44E-04	7.5E-05	8.9	1.27E+03	1.5E+02	11.7
511	9.54E-04	8.5E-05	8.9	1.50E+03	1.8E+02	11.7
504	8.35E-04	7.5E-05	8.9	1.37E+03	1.6E+02	11.7
500	7.26E-04	6.5E-05	8.9	1.22E+03	1.4E+02	11.7
496	5.86E-04	5.2E-05	8.9	1.01E+03	1.2E+02	11.7
493	4.79E-04	4.3E-05	8.9	8.42E+02	9.8E+01	11.7
489	3.55E-04	3.2E-05	8.9	6.36E+02	7.4E+01	11.7
486	2.97E-04	2.7E-05	8.9	5.46E+02	6.4E+01	11.7
482	2.26E-04	2.0E-05	8.9	4.25E+02	5.0E+01	11.7
475	1.60E-04	1.4E-05	8.9	3.16E+02	3.7E+01	11.7
468	1.15E-04	1.0E-05	8.9	2.37E+02	2.8E+01	11.7
460	7.93E-05	7.1E-06	8.9	1.72E+02	2.0E+01	11.7
453	6.25E-05	5.6E-06	8.9	1.43E+02	1.7E+01	11.7
439	3.92E-05	3.5E-06	8.9	9.95E+01	1.2E+01	11.8
424	2.50E-05	2.2E-06	9.0	7.15E+01	8.4E+00	11.8
395	1.06E-05	9.5E-07	9.0	3.87E+01	4.6E+00	11.9
368	5.59E-06	5.0E-07	9.0	2.66E+01	3.2E+00	11.9
339	3.31E-06	3.0E-07	9.0	2.14E+01	2.6E+00	11.9
310	1.86E-06	1.7E-07	9.0	1.72E+01	2.1E+00	12.0
282	9.55E-07	8.6E-08	9.1	1.34E+01	1.6E+00	12.1
253	5.04E-07	4.9E-08	9.7	1.15E+01	1.5E+00	12.7
225	2.48E-07	2.8E-08	11.5	1.01E+01	1.4E+00	14.2

Tableau 10 – Résultats finaux pour nos mesures concernant la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$.

2.3 Traitements

Après avoir validé le dispositif expérimental bas bruit, il serait dommage de ne pas se pencher un minimum sur les résultats que nous avons obtenus. C'est pourquoi nous présentons ci-dessous un traitement numérique appliqué à nos données afin d'obtenir des grandeurs physiques propres à la réaction étudiée, ainsi que le calcul du taux de réaction stellaire à partir de ces valeurs.

2.3.1 Ajustement des données à l'aide de la méthode de la matrice R

Pour avoir une idée plus exacte des valeurs que nous avons obtenues pour le facteur astrophysique de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$, il est intéressant de comparer les grandeurs physiques qui y sont associées à celles qui sont rapportées dans la littérature. L'énergie de la résonance qui domine la section efficace, sa largeur et sa force, mais aussi une valeur (extrapolée) du facteur astrophysique à des énergies stellaires sont des paramètres très importants. Ceux-ci peuvent être acquis en ajustant une courbe à nos données, sur base d'un modèle physique consistant. Nous l'avons fait par la méthode de la matrice R . Cette méthode est explicitée dans l'*Annexe II* dont la lecture nous semble un passage obligé pour le non-initié avant de prendre connaissance de la suite.

Tout d'abord, les données à ajuster sont celles auxquelles le facteur de correction f_c n'a pas été appliqué. En effet, cela n'aurait aucun sens de vouloir utiliser le facteur astrophysique 'total' étant donné que les valeurs dérivées à partir de la méthode de la matrice R ne rendent compte que d'une seule transition. C'est bien ce que nous avons comme données avant correction : celles issues de la transition dipolaire électrique ($E1$) résultant de la désexcitation du niveau résonant 1^- à 8.06 MeV vers le fondamental (1^+). Ensuite, l'influence de la cible est prise en compte de la même manière que ce qui a été expliqué plus haut, à savoir que l'on a recours à l'approximation de l'énergie moyenne pour connaître l'énergie exacte à laquelle la mesure correspond. Plusieurs ajustements ont été réalisés, en fonction de ce que l'on considère pour le calcul (quelles contributions, quels paramètres, quel rayon a), et sont présentés dans la suite.

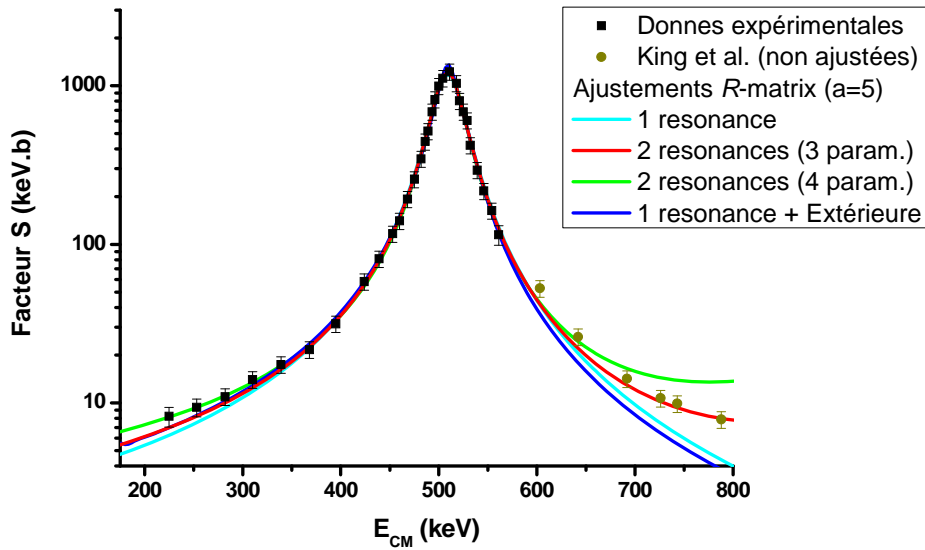


Figure 46 – Extrapolation de différentes courbes ajustées à nos données (carrés noir) à l'aide de la méthode de la matrice R . Quelques points de King et al. [6] sont ajoutés à plus haute énergie (ronds jaune foncé) à titre indicatif.

Dans un premier temps, on prend le rayon $a = 5$ (fm) qui est une valeur généralement utilisée et de l'ordre de grandeur du rayon d'interaction entre le proton et le noyau de ^{13}C (~ 4.5 fm). On pourra légèrement le modifier par après pour contrôler qu'il n'influence pas trop les grandeurs physiques obtenues. La Figure 46 présente les résultats obtenus les plus significatifs. On peut y voir nos données expérimentales (carrés noir) mais également quelques points de King et al. [6] à plus haute énergie (ronds jaune foncé). Ceux-ci ne sont pas utilisés dans l'ajustement mais sont placés pour avoir une idée de l'évolution du facteur astrophysique à ces énergies. Les courbes sont en réalité des extrapolations calculées à partir des paramètres ajustés donnant le plus petit χ^2 . Le Tableau 11 détaille les résultats et conditions propres à ces quatre courbes.

La courbe cyan est obtenue en n'utilisant que la partie résonante du formalisme et ce avec un seul pôle correspondant à la résonance à 511 keV sur le niveau 1^- . Le χ^2 est le plus élevé des quatre et il est évident qu'à plus haute énergie, ces paramètres ne parviennent pas à rendre compte correctement du facteur astrophysique.

Quant à la courbe rouge, elle donne un meilleur χ^2 en ajoutant la contribution d'un second pôle à plus haute énergie dont la queue joue le rôle d'un fond continu permettant

d'obtenir un facteur astrophysique plus proche de nos données à basse énergie mais surtout de beaucoup mieux reproduire celles de King. Le choix de ce pôle vient du fait qu'il est atteint par une onde partielle s , c'est-à-dire une onde pour laquelle le moment angulaire orbital est nul, ce qui limite l'effet de la barrière de moment angulaire, laissant croire qu'il puisse avoir un effet. Pour cette résonance, qui se fait à partir du niveau 0^- à 8.776 MeV, nous utilisons les paramètres de Ajzenberg-Selove [70].

Courbe	χ^2	1 ^{er} Pole			2 nd Pole			Contribution Externe
		E_0 (keV)	Γ_R (keV)	Γ_γ (eV)	E_0 (keV)	Γ_R (keV)	Γ_γ (eV)	ANC
Cyan	0.58	511.5±0.5	37.8±1.2	6.9±0.2	\	\	\	\
Rouge	0.30	511.4±0.5	36.4±1.2	6.8±0.2	1225	410	51.2	\
Verte	0.15	511.2±0.5	34.5±1.1	6.7±0.2	1225	410	130±27	\
Bleue	0.35	514.5±0.5	36.2±1.0	6.9±0.2	\	\	\	0.72

Tableau 11 – Paramètres et résultats dans les différentes conditions avec lesquelles nous avons ajusté nos données à l'aide de la méthode de la matrice R avec $a=5$.

Il est clair que la courbe verte est celle à laquelle est associé le plus petit χ^2 . En effet, elle passe quasiment parfaitement par tous nos points de mesure. Elle est obtenue en ajustant également la largeur gamma du second pôle, ce qui revient à s'arranger pour avoir l'intensité idéale pour le fond continu afin de coller parfaitement à nos valeurs. Cependant, dès que l'on s'intéresse à ce qui se produit au-dessus de 600 keV, on voit que l'influence du second pôle est fortement surestimée, ce qui est évident au regard de la largeur gamma ajustée, par rapport à celle recommandée par Ajzenberg-Selove.

Finalement, pour obtenir la courbe bleue, seul le premier pôle est introduit dans la partie résonante mais une contribution extérieure est ajoutée (ANC=0.72). Si à basse énergie, et même sur l'étendue de nos mesures, le résultat est presque identique à la courbe rouge, cela ne fait aucun doute que cette contribution ne peut pas rendre compte de la présence d'une seconde résonance.

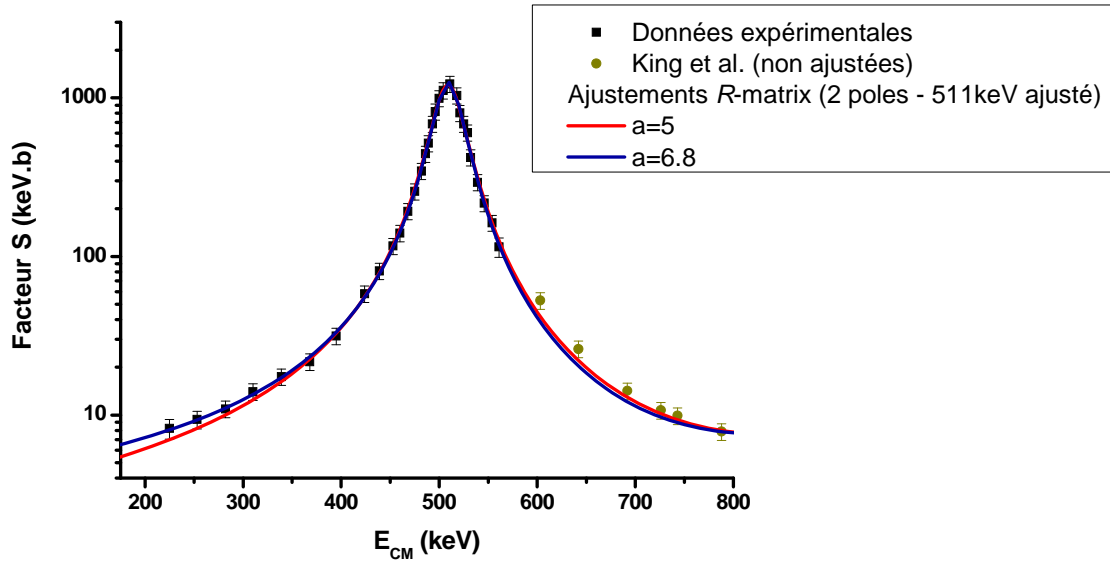


Figure 47 – Comparaison du résultat des ajustements pour deux rayons a différents.

Si l'on reprend les conditions donnant le meilleur ajustement (c'est-à-dire la courbe rouge à la Figure 46) mais cette fois avec $a = 6.8$, on obtient les mêmes valeurs pour le premier pôle que celles donnant la courbe verte, ce qui reste dans les barres d'erreur qui y étaient associées. Le χ^2 vaut 0.14, ce qui est une preuve que nos mesures et nos barres d'erreur sont adaptées, contrairement à ce qui transparait pour King et al. [6] à basse énergie (même si, évidemment, nous n'avons pas de point à aussi basse énergie). De plus, le comportement au-delà de la résonance est proche des données de King, comme on peut le voir à la Figure 47. Ce sont ces résultats que nous allons comparer avec ceux issus de la littérature. Cependant, on peut noter que Mukhamedzhanov et ses collègues [86,87] ont appliqué la théorie de la matrice R aux données de King [6], en tenant compte des deux résonances et en ajoutant une contribution extérieure à partir de valeurs ANC déterminées expérimentalement [88,89], avec un certain succès. Dans notre cas, dans les conditions donnant le meilleur ajustement, l'ajout d'une contribution extérieure est négligeable, peut-être en raison de l'absence de points à encore plus basse énergie. D'un autre côté, cela paraît logique étant donné que l'on a affaire à un état fortement lié ($Q = 7.55 \text{ MeV}$).

Les comparaisons en ce qui concerne la résonance à 511 keV (Tableau 12) sont faites tout d'abord à partir de l'article de Galster et al. [50] où ils passent en revue les différentes valeurs existant à l'époque, en plus de leurs nombreux résultats. Ils en font une moyenne.

Ensuite, on y ajoute les valeurs de King et al. [6], telles que citées par Mukhamedzhanov et al. [87] (King⁽¹⁾), et qui sont fort proches de la communication privée donnée par King à Galster [50].

	E_R (keV)	Γ_R (keV)	$\omega\gamma$ (eV)
Ce travail	511.3±0.5	34.5±1.1	6.2±0.2
Seagrave	~511	30.2±0.9	~8.6
Hebbard	511±4	30±2	\
Milne	~511	~33	\
King	517.8±0.5	37.2±0.6	8.8±1.4
Ajzenberg-Selove	512±1	30±1	9.2±2.2
Moyenne	511.5±1.2	33.8±1.2	8.5±1.2
King ⁽¹⁾	518.14±0.95	37.14±0.98	8.8±1.4

Tableau 12 – Comparaison de nos résultats pour la résonance à 511 keV obtenus au moyen de la méthode de la matrice R ($a=6.8$) avec ceux de la littérature (Seagrave [76], Hebbard [68], Milne [78], une communication privée de King, Ajzenberg-Selove [70], la moyenne donnée par Galster [50] et King⁽¹⁾ [6] cité par Mukhamedzhanov [87]).

En ce qui concerne l'énergie de la résonance, à l'exception des deux valeurs de King, nous sommes en très bon accord avec la littérature, en particulier avec la valeur moyenne de Galster, plus significative, évidemment. La différence avec King confirme le déplacement en énergie qui avait été remarqué à la Figure 44. Pour la largeur totale de la résonance, la comparaison est identique, à savoir que nous avons le bon ordre de grandeur et surtout une entente avec la valeur moyenne de Galster. De nouveau, les résultats de King donnent une largeur plus importante, comme visible également à la Figure 44. Par contre, la force totale de la résonance est trop petite. Elle est obtenue à partir de la largeur gamma au moyen de la formule (3.10), à laquelle on applique le facteur correctif de 1.23, étant donné que les valeurs de la littérature sont les forces totales où celles de toutes les résonances sont additionnées. Bien évidemment, comme mentionné plus haut, cette valeur de 1.23 est une approximation.

On peut écrire la relation suivante entre la section efficace à la résonance σ_R et sa force $\omega\gamma$ [57] :

$$\sigma_R = \frac{\lambda_R^2}{\pi} \frac{\omega\gamma}{\Gamma} \quad (3.33)$$

où la longueur d'onde de de Broglie λ_R est calculée à la résonance, Γ est la largeur totale. Etant donné qu'à la fois l'énergie et la largeur de la résonance semblent correspondre aux valeurs de la littérature, la différence pour la force doit provenir de la section efficace à la résonance. Alors que l'on obtient une valeur d'environ 0.99 mb, il faudrait avoir 1.36 mb (en considérant une force de 8.5 eV), soit une différence de 27% qui est supérieure à nos barres d'erreur. On peut principalement incriminer à la fois l'efficacité de détection que nous aurions surévaluée et la quantité d'hydrogène surestimée. Et éventuellement une erreur systématique sur la quantité de particules incidentes. En plus de cela, il ne faut pas oublier que, dû à la convolution entre la cible utilisée et la section efficace, nous n'obtenons qu'une moyenne de cette dernière. On peut imaginer que tout ceci mis ensemble puisse expliquer cette différence. Et, même si les valeurs de la littérature semblent abonder dans le même sens, il n'est pas totalement impossible que leurs auteurs surestiment cette section efficace.

Finalement, il est intéressant d'obtenir une valeur du facteur astrophysique extrapolé à plus basse énergie, ce qui est le but du recours à la théorie de la matrice R dans ce contexte. Cela s'obtient en calculant le facteur astrophysique à différentes énergies (basses) à l'aide des paramètres obtenus par l'ajustement. Ensuite, on ajuste à ces points un polynôme de degré 2 qui permet d'avoir le facteur astrophysique à l'énergie désirée, en accord avec la formule (3.8). Dans un premier temps, on ne se concentre que sur la transition vers le niveau fondamental, le seul que nous avons mesuré. Ainsi, on a à l'énergie zéro $S(0) = 3.94 \pm 0.59$ keV.b où une erreur de 15% (qui majore celles sur nos données) a été prise en compte. Comparativement, Mukhamedzhanov [87] obtient, à partir des données de King [6], $S(0) = 5.16 \pm 0.72$ keV.b, ce qui confirme bien que nos valeurs présentent une intensité plus faible. Toutefois, il faut remarquer que les barres d'erreur se recouvrent, ce qui est un point important. Faisons maintenant la même comparaison pour le facteur astrophysique total, c'est-à-dire en multipliant par le facteur correctif de 1.23. Cela donne $S(0) = 4.85 \pm 0.76$ keV.b et, pour une énergie de 25 keV, $S(25) = 5.12 \pm 0.80$ keV.b où l'erreur de 4.8% sur le facteur correctif a été prise en compte. Ceci est à comparer à $S(0) = 7.60 \pm 1.10$ keV.b et $S(25) = 8.0 \pm 1.2$ keV.b qui

résultent de la somme de tous les facteurs astrophysiques individuels propres aux différentes transitions à partir du niveau résonant. Dans ce cas, les barres d'erreur ne se recouvrent plus et, comme déjà souligné plus haut, il semble que le fait de considérer séparément toutes les contributions augmente l'importance de la section efficace. On peut toutefois rapprocher notre valeur à celle de Hebbard et Vogl : $S(0) = 5.7 \pm 0.8 \text{ keV.b}$ [68].

2.3.2 Taux de réaction stellaire – Considérations astrophysiques

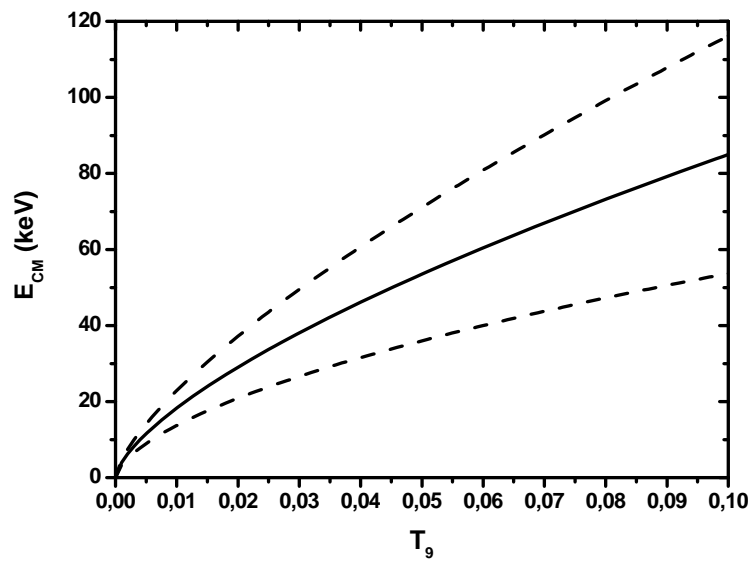


Figure 48 – Evolution de l'énergie de Gamow en fonction de la température en milliards de Kelvin (courbe bleue). Les courbes vertes définissent la largeur du pic de probabilité qui lui est associé.

Nous avons mis en évidence, juste avant, le fait que le facteur astrophysique obtenu dans ce travail était plus faible que les valeurs généralement adoptées. Cela a un impact direct sur le taux de réaction stellaire, en particulier si les différences subsistent autour de la fenêtre de Gamow, ce qui est le cas. En effet, la Figure 48 présente l'évolution avec la température de la position en énergie du pic de Gamow dans le cas de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. Quand on sait que le cycle CNO commence à devenir important autour de 10-20 millions de Kelvin, on voit à quel point l'extrapolation (par exemple à 25 keV) a un sens. Dans le cas des étoiles AGB, la température qui y règne monte jusqu'à 100 millions de Kelvin, ce qui donne des énergies qui, jusqu'ici, ont à peine été atteintes expérimentalement (100 keV).

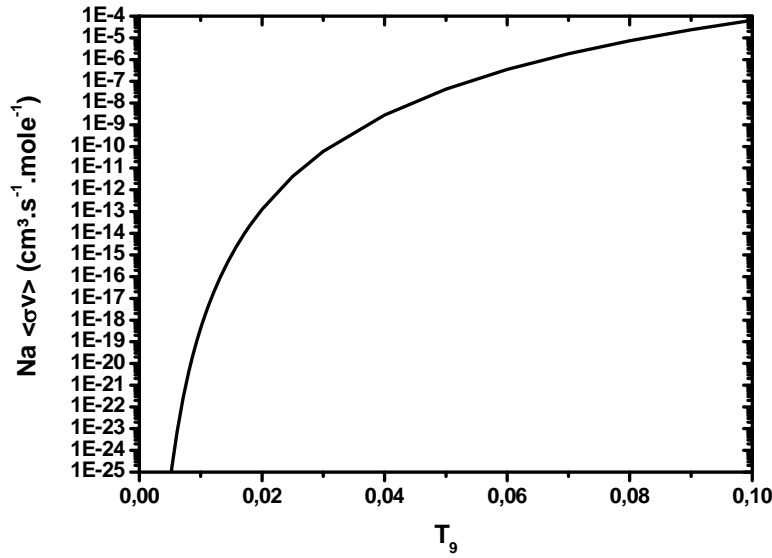


Figure 49 – Taux de réaction stellaire pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$.

Le taux de réaction $N_A < \sigma v >$ est représenté à la Figure 49, avec $< \sigma v >$ donné par la formule (3.13) où le facteur astrophysique est interpolé à partir de nos données. L'intégration est faite numériquement avec la méthode des rectangles, c'est-à-dire que l'intégrand est approximé par une fonction en escalier. Le pas en énergie utilisé doit être choisi suffisamment petit pour rendre compte des variations de l'intégrand (présentant 2 maximum dans le cas d'un facteur astrophysique résonant). Le calcul fait abstraction de l'écrantage électronique que subissent les noyaux dans l'étoile. En effet, pour des conditions de température et de densité typiques, le facteur d'écrantage électronique f vaut quasiment 1, l'énergie de Gamow étant grande en comparaison à l'énergie associée au potentiel d'écrantage électronique. De manière logique, plus la température de la région de l'étoile considérée est élevée, plus on aura de réactions qui se produiront. Si l'on compare ce résultat avec ceux de la littérature (la température est en milliards de Kelvin), dans le Tableau 13, on voit que l'on est de nouveau plus petit que Mukhamedzhanov [87] mais aussi que ce qui a été compilé dans NACRE [67], ce qui se comprend facilement, étant donné qu'ils sont tous les deux basés sur King et al. [6]. Par contre, nous sommes dans le même ordre de grandeur que Caughlan et Fowler [90]. Avec ce taux plus faible, on peut en conclure que la quantité de neutrons disponibles pour la production d'éléments lourds à partir du processus s est supérieure à ce qui pouvait ressortir des autres résultats, ayant plus de ^{13}C pouvant participer à la réaction $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$.

T ₉	Caughlan and Fowler	NACRE	Mukhamed- zhanov	Ce travail
0.007	1.65E-22	2.00E-22	2.21E-22	1.66E-22
0.008	3.44E-21	4.15E-21	4.60E-21	3.44E-21
0.009	4.47E-20	5.39E-20	5.99E-20	4.45E-20
0.010	4.07E-19	4.90E-19	5.46E-19	4.03E-19
0.011	2.81E-18	3.37E-18	3.76E-18	2.77E-18
0.012	1.55E-17	1.86E-17	2.08E-17	1.52E-17
0.013	7.14E-17	8.54E-17	9.57E-17	6.99E-17
0.014	2.83E-16	3.38E-16	3.80E-16	2.76E-16
0.015	9.90E-16	1.18E-15	1.33E-15	9.62E-16
0.016	3.11E-15	3.69E-15	4.17E-15	3.01E-15
0.018	2.35E-14	2.79E-14	3.15E-14	2.27E-14
0.020	1.34E-13	1.59E-13	1.80E-13	1.29E-13
0.025	4.39E-12	5.18E-12	5.91E-12	4.17E-12
0.030	6.27E-11	7.38E-11	8.45E-11	5.91E-11
0.040	3.01E-09	3.54E-09	4.08E-09	2.80E-09
0.050	4.71E-08	5.53E-08	6.45E-08	4.34E-08
0.060	3.84E-07	4.50E-07	5.30E-07	3.51E-07
0.070	2.05E-06	2.40E-06	2.86E-06	1.86E-06
0.080	8.15E-06	9.57E-06	1.15E-05	7.38E-06
0.090	2.62E-05	3.08E-05	3.76E-05	2.36E-05
0.100	7.18E-05	8.43E-05	1.04E-04	6.45E-05

Tableau 13 – Comparaison du taux de réaction stellaire obtenu à l'aide de nos données avec ceux de la littérature (Caughlan et Fowler [90], NACRE [67] et Mukhamedzhanov [87]). La température (T₉) est donnée en milliards de Kelvin.

Section 3 : Mesure de la section efficace de la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$

3.1 Contexte

Afin de ne pas se limiter à une seule mesure de section efficace, nous nous sommes également penchés sur la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$, mais de façon plus limitée. Comme la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$, celle-ci présente un intérêt en astrophysique nucléaire. Reportons-nous à la **Figure 33** où l'on peut voir que la dernière réaction du cycle CNO froid est la capture d'un proton par un noyau de ^{15}N qui se stabilise par émission d'une particule α pour revenir sur le ^{12}C . Mais cette capture peut aussi permettre la production du ^{16}O . L'abondance relative des isotopes d'oxygène dépend d'ailleurs du rapport de section efficace de ces deux réactions aux énergies stellaires [91]. En effet, comme illustré à la **Figure 50**, il existe plusieurs cycles CNO (froids) pour lesquels le noyau de ^{15}N joue un rôle central. On voit en particulier que la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ permet de déboucher sur les autres cycles que le cycle 1, formant ainsi les trois isotopes stables de l'oxygène. Rappelons que ce type de réactions ne peut se produire que dans une étoile de seconde génération, c'est-à-dire avec une *métallicité* (voir *Annexe IV*) non nulle.

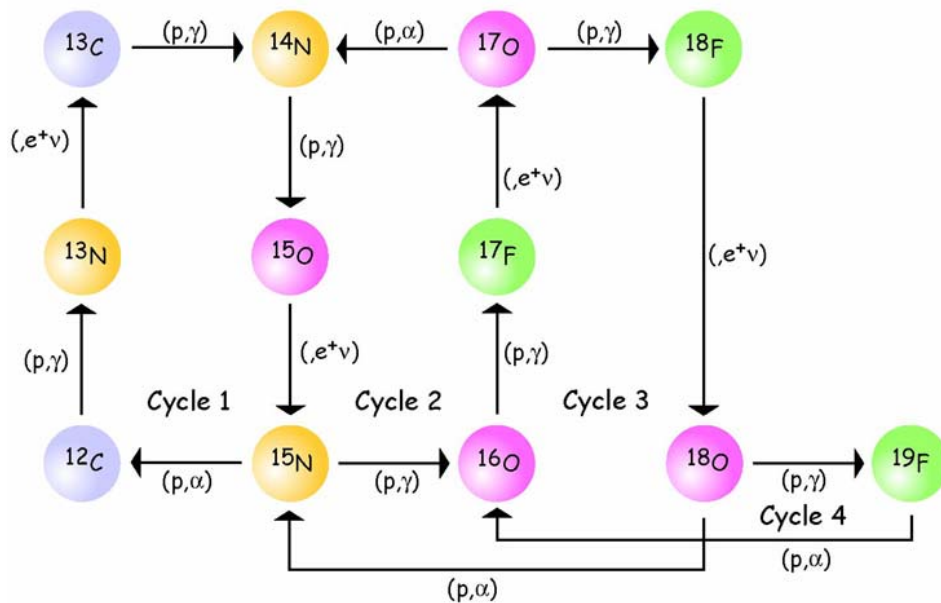


Figure 50 – Représentation des différents cycles CNO (froids) existants. [92]

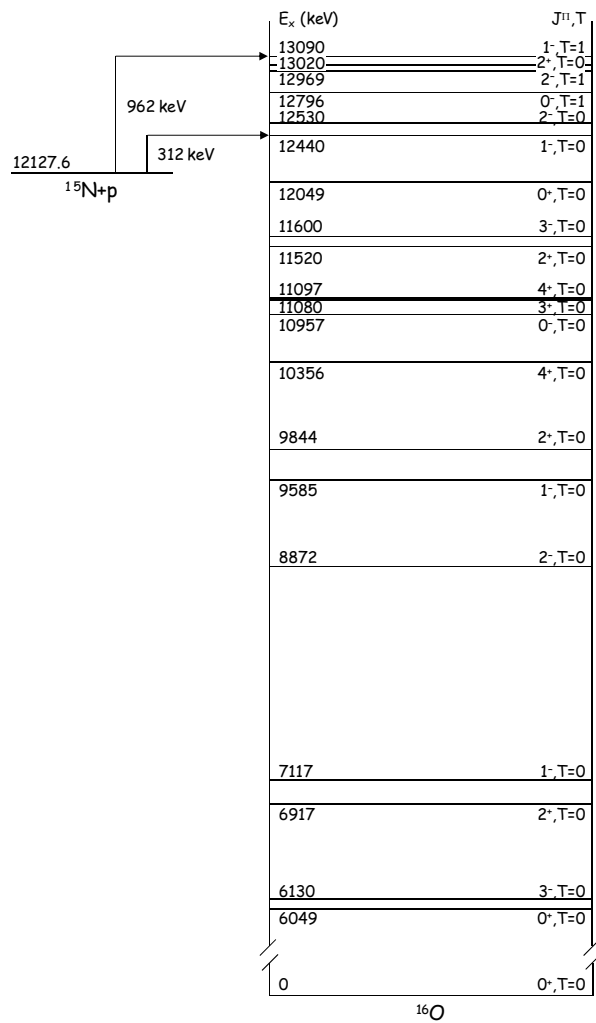


Figure 51 – Schéma de niveaux du noyau ^{16}O où apparaît l'état $^{15}\text{N}+p$ à partir duquel on distingue l'existence des résonances à 312 et 962 keV. Les spins et parités sont également donnés. [93]

Vu son importance, cette réaction a été étudiée par le passé [94-97] de même que tout récemment [91,98,99]. La Figure 51 présente le schéma de niveaux du noyau ^{16}O avec l'état $^{15}\text{N}+p$. Pour les plus basses énergies (celles qui ont un intérêt en astrophysique nucléaire), la section efficace est dominée par deux résonances importantes apparaissant à 312 et 962 keV au travers des niveaux respectivement à 12.44 et 13.09 MeV. Il faut préciser que, bien que le niveau à 12.44 MeV présente un isospin $T=0$ (comme le niveau fondamental), des transitions peuvent être observées. En effet, il peut y avoir également une composante d'isospin $T=1$ (impureté d'isospin). Du point de vue des données expérimentales, seules les données de Rolfs et Rodney [96] et de Hebbard [95] donnaient une valeur absolue du facteur astrophysique, jusqu'à dernièrement, et présentaient un certain désaccord au niveau de la résonance à 312 keV, comme visible à la Figure 52 et en particulier dans le zoom inséré. La largeur de la

résonance, vers les basses énergies est assez différente, en ne considérant les données de Hebbard qu'au-delà de 210 keV. En-dessous, le problème est dû au fait que lors de la mesure, une interférence apparaît dans le spectre de rayonnement gamma en raison d'une résonance dans la réaction $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$. Ces valeurs sont donc à négliger. Ces deux références sont celles présentées dans la compilation NACRE [67] où, cependant, ils n'ont recours qu'aux valeurs de Rolfs et Rodney pour déterminer le taux de réaction en raison de la différence par rapport aux paramètres de la résonance issus de [97,100].

Récemment, une nouvelle mesure a été entreprise à basse énergie dans le cadre de la collaboration LUNA par Bemmerer et al. [98] dont les résultats sont aussi donnés à la **Figure 52**. En négligeant les données erronées en deçà de 210 keV, il apparaît que les valeurs de Hebbard sont en bon accord avec celles de Bemmerer. Il semblerait donc que les résultats de Rolfs et Rodney ne soient pas les meilleurs pour la résonance de 312 keV. De plus, en 2008, deux articles ont été publiés où les données expérimentales accessibles à ce moment étaient traitées au moyen de la théorie de la matrice R par Barker [91] et Mukhamedzhanov et al. [99]. Ces deux travaux montrent qu'il est plus difficile, voire impossible, d'ajuster correctement les courbes expérimentales aux données de Rolfs et Rodney, contrairement à celles de Hebbard, à moins d'obtenir des valeurs physiques incorrectes. Barker applique arbitrairement des barres d'erreur de 10% aux données de Hebbard, sauf pour les points entre 400 et 515 keV où une erreur de 20% est considérée. Ces erreurs sont celles utilisées dans la **Figure 52**. Bien entendu, pour les traitements, les points à basse énergie ne sont pas pris en compte. Finalement, notons que pour la résonance à 962 keV, des mesures de Hagedorn [94] sont normalisées en accord avec une révision ultérieure [101] pour obtenir une valeur absolue du facteur astrophysique.

Toutes les mesures citées ci-dessus ont été réalisées avec un faisceau de protons. Comme déjà expliqué plus haut, la présence de bore sous forme d'impureté dans la cible est un problème conséquent par rapport aux données de Hebbard [95]. Cette interférence apparaît également pour Bemmerer et al. [98] mais ils arrivent à en soustraire la contribution. Cependant, l'erreur totale sur leurs données provient fortement de l'erreur faite lors de cette soustraction. De plus, ils listent quelques autres réactions provoquant des raies gamma observables sur leurs spectres PIGE : $^2\text{H}(p,\gamma)^3\text{He}$, $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$, $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$, $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ et $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$. On voit de nouveau ici l'intérêt de travailler en cinématique inverse afin d'éviter le bruit induit par le faisceau de protons.

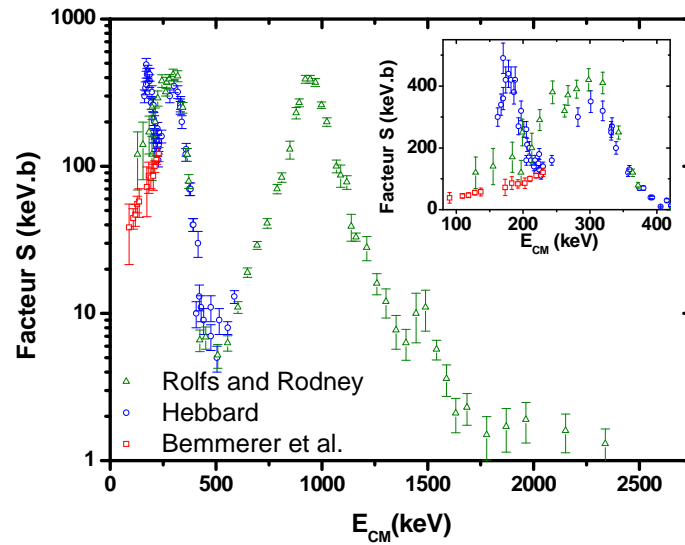


Figure 52 – Facteur astrophysique de la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ à partir des mesures de Rolfs et Rodney [96], Hebbard [95] et Bemmerer et al. [98]. Les barres d'erreurs sur les valeurs de Hebbard sont celles utilisées par Barker [91]. Un zoom sur la résonance à 332 keV et les plus basses énergies est donné.

3.2 Mesures et résultats

La deuxième application d'intérêt astrophysique a donc été la mesure de la section efficace de la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ en cinématique inverse, toujours en ayant recours à notre nouveau dispositif bas bruit. Des valeurs ont été obtenues pour deux énergies dans la partie supérieure de la résonance à 312 keV, propre au niveau à 12.44 MeV. Celui-ci se désexcite préférentiellement à 99% (selon [93]) vers le niveau fondamental et nous avons ainsi étudié la résonance en détectant des rayonnements gamma de 12.44 MeV. Nous avons supposé que la distribution angulaire était isotrope, comme cela a été fait par Bemmerer et al. [98], étant donné que c'est le cas pour la résonance à 962 keV [96]. C'est également le cas pour la résonance étudiée pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$, dans les deux cas, le niveau résonant est atteint essentiellement par une onde s , ce qui confère le côté isotrope à la distribution angulaire (voir *Annexe III*).

En dehors de la différence de faisceau (^{15}N) et de l'énergie des rayonnements gamma détectés, la procédure est identique à ce que nous avons fait dans le cas de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. Les profils en hydrogène étaient toujours réalisés avant et après la mesure à l'aide de la réaction résonante $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$. Il est intéressant de noter que nous utilisons le même faisceau pour la mesure et les profils, seule l'énergie devait être ajustée. L'efficacité de

détection a été calculée à partir de l'expression semi-empirique donnée dans l'équation (2.7) tandis que le nombre de rayonnements cosmiques aux énergies considérées était celui issu de la courbe de la **Figure 31**, à savoir 3.40×10^{-6} coups/s/keV. Le **Tableau 14** présente les paramètres intéressants propres aux deux mesures. L'énergie dans le système du centre de masse est corrigée par l'approximation de l'énergie moyenne. On voit que l'erreur statistique vaut un peu plus de 6% alors que le rapport signal/bruit est de l'ordre de 25, soit dix fois meilleur que pour les mesures aux plus basses énergies pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. Le nombre de coups est relativement faible mais a été obtenu avec une seule acquisition pour chaque point, avec un courant inférieur au micro-ampère. Le faisceau utilisé était composé d'ions $^{15}\text{N}^{3+}$.

$E_{^{13}\text{C}}$ (keV)	E_{CM} (keV)	Courant Particules (nA)	Nombre de particules incidentes	Temps total d'acqui- sition (h)	Nombre de séries de mesures	Coups réels	Rayon- nements cosmiques	Signal/Bruit	Erreur Statistique (%)
5536	346	989	1.84E+17	8.28	1	242	9	2.69E+01	6.66
5149	322	893	1.93E+17	9.63	1	290	12	2.42E+01	6.11

Tableau 14 – Données importantes regroupant différents paramètres et quelques conditions expérimentales propres aux 2 points de mesure pour la section efficace de la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$. L'énergie dans le système du centre de masse est corrigée.

Les résultats sont présentés à la **Figure 53** sous la forme du facteur astrophysique et sont comparés à la littérature. Nos deux points de mesures à 322 et 346 keV (résultats complets dans le **Tableau 15**) sont en bon accord avec les données de Rolfs et Rodney [96] et encore mieux avec ceux de Hebbard [95]. Cependant, il semble que nous soyons de nouveau un petit peu plus bas en intensité, même s'il est difficile de conclure cela avec certitude sans avoir le maximum de la résonance. Il pourrait plutôt s'agir d'un léger shift en énergie. Pour avoir un ordre d'idée, nos données correspondent à une section efficace de quelques micro-barns alors que les derniers points de Bemmerer sont obtenus avec des sections efficaces de quelques nano-barns. Les erreurs considérées sont identiques au cas précédent à l'exception du fait que l'on ne tient pas compte de l'erreur qui pourrait exister sur le facteur de branchement.

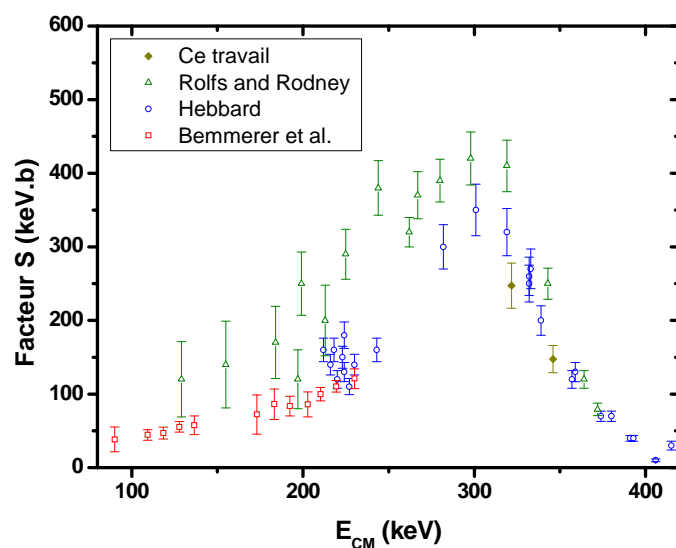


Figure 53 – Facteur astrophysique obtenu pour nos mesures de la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$. Les données de la littérature auxquelles nous les comparons sont celles de Rolfs et Rodney [96], Hebbard [95] et Bemmerer et al. [98].

E_{CM} (keV)	Section Efficace (b)	Err. Absolue (b)	Err. Relative (%)	Facteur S (keVb)	Err. Absolue (keVb)	Err. Relative (%)
346	4.57E-06	4.4E-07	9.6	1.47E+02	1.9E+01	12.6
322	5.41E-06	5.0E-07	9.2	2.47E+02	3.1E+01	12.3

Tableau 15 – Résultats finaux pour nos mesures concernant la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$.

Quatrième partie : Application à l'analyse ultra-sensible de matériaux – Mesure de traces de chlore

Nous venons de voir un premier domaine d'application d'un dispositif bas bruit tel que le nôtre, l'astrophysique nucléaire. Cette application était la motivation première pour la réalisation du dispositif. Mais très vite, il est apparu que ce dernier pouvait être utilisé pour des études moins fondamentales, à savoir l'analyse de matériaux pour lesquels une très grande sensibilité est nécessaire. Nous en donnons ci-dessous un exemple.

Pour certains matériaux très spécifiques réalisés en industrie, il peut être nécessaire de quantifier la présence de chlore à l'intérieur de ceux-ci. On pourrait penser à le faire à l'aide de la technique RBS mais si l'échantillon présente une matrice lourde, le faible signal de chlore serait noyé par celui de la matrice. Notons que la technique ERDA appliquée avec un faisceau d'ions lourds, couplée au temps de vol pourrait être une bonne solution, comme démontré par Gilles Mathot [102]. Cependant, il est souvent utile de pouvoir réaliser du PIGE sur ce type d'échantillons pour obtenir d'autres informations, en plus de celles sur le chlore. Malheureusement, la sensibilité pour cet élément en PIGE est assez limitée, à environ 1%, comme montré par Gaston Deconninck et Guy Debras [103]. Il serait avantageux de gagner un facteur dix. Pour illustrer ce type d'analyse et afin d'en démontrer la faisabilité, nous nous sommes fabriqués de tels échantillons. Le but est d'utiliser un faisceau de protons pour irradier la cible. Il faut choisir une énergie faisceau qui permette à la fois de faire ressortir des informations du chlore et d'éviter toute interférence issue de réactions pouvant se produire sur d'autres éléments présents dans la cible. Nous pouvons avoir recours à un faisceau de protons qui, sur le chlore, va produire plusieurs réactions comme la réaction $^{37}\text{Cl}(p,\gamma)^{38}\text{Ar}$ qui émet un rayonnement gamma intéressant à 2168 keV. Celui-ci apparaît à partir d'énergies de protons d'environ 850 keV, ce qui n'est pas trop élevé pour ouvrir trop de voies (et avoir du bien supplémentaire) mais la section efficace n'est pas suffisante pour permettre à ce rayonnement gamma d'être exploitable. Il faut donc travailler avec un faisceau de protons de plus haute énergie. Et, étant donné qu'autour d'une énergie de 2168 keV la radioactivité naturelle provoque un bruit de fond important, il est plus qu'utile de recourir au dispositif développé dans le cadre de ma thèse.

Comme on peut le voir sur la **Figure 54**, la section efficace n'augmente que très légèrement et de manière monotone entre 1.4 et 1.5 MeV. Grâce à cette propriété et en se

rapportant à un standard en chlore (cible épaisse dans ce cas), on va pouvoir obtenir une valeur absolue de la quantité de chlore dans les échantillons à étudier. En effet, il suffit de connaître la valeur obtenue sur le standard pour deux énergies (E_0 et E) et d'analyser l'échantillon avec des protons d'une énergie E_0 . On a alors recours à la formule suivante [29] pour obtenir la quantité absolue de chlore (en 10^{15}at/cm^2) :

$$N_{Cl} = c_{St} \frac{N_{Ech}}{N_{St}(E_0) - N_{St}(E)} \frac{\Delta E}{S_{Ech}} \quad (4.1)$$

où Ech et St se rapportent respectivement à l'échantillon et au standard. Dans cette formule, c est la concentration en chlore (en pourcent), S le pouvoir d'arrêt (en $\text{keV}/(10^{15}\text{at/cm}^2)$), $\Delta E = E_0 - E$ (en keV) et N est le nombre (normalisé par la charge) de rayonnements gamma de 2168 keV détectés. Il s'agit de la formule habituelle lorsque l'on se rapporte à un standard, sauf qu'ici, on n'a pas de résonance mais une section efficace monotone qui est convoluée avec une cible épaisse ; d'où la différence qui est faite au dénominateur. Le standard utilisé était une pastille d'AgCl.

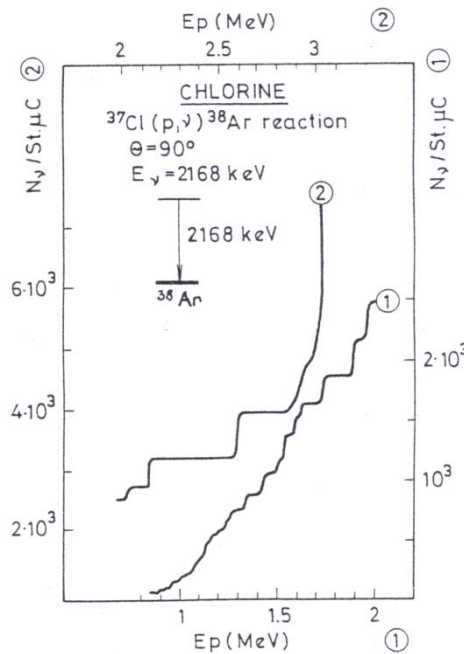


Figure 54 – Allure de la section efficace pour l'émission d'un rayonnement gamma de 2168 keV suite à la réaction nucléaire $^{37}\text{Cl}(p,\gamma)^{38}\text{Ar}$ [103].

Nous avons choisi de réaliser les échantillons sous forme de dépôts contenant du chlore, à l'aide d'une co-déposition de NaCl et de Cu par pulvérisation magnétron. La thèse de

Philippe Roquiny [104] donne plus de détails sur cette technique de dépôt. Brièvement, cela consiste à avoir d'un côté une cathode de l'élément ou du composé que l'on désire déposer et, en face, le substrat à utiliser. On crée un plasma, généralement d'argon (sauf si l'on fait de la pulvérisation réactive), entre ces deux éléments et on applique une tension négative sur la cathode. Les ions du plasma vont être accélérés en direction de celle-ci et en éjecter des atomes qui vont, eux, se déposer sur le substrat situé en face. Dans notre cas, nous avons deux cathodes qui travaillaient simultanément ; le substrat était du silicium (111). Pour le NaCl qui est isolant, il faut travailler avec une tension radiofréquence permettant une décharge de la cathode entre les impulsions négatives. Il nous était possible de varier le rapport NaCl/Cu en jouant sur les puissances relatives dégagées par chaque cathode, donnant alors différentes concentrations en chlore.

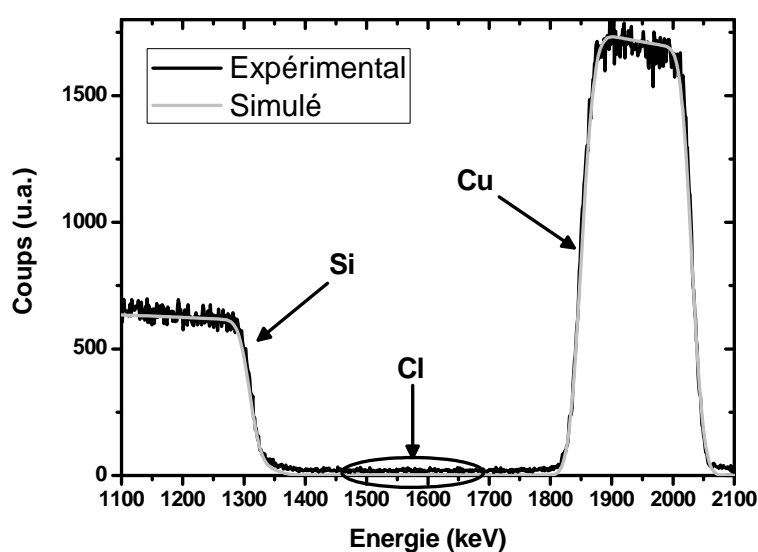


Figure 55 – Spectre RBS sur l'échantillon B (voir Tableau 16) obtenu à partir de particules alpha de 2.6 MeV. Le signal du chlore n'est pas visible en raison de sa faible concentration.

Dans un premier temps, les échantillons obtenus ont été analysés par RBS avec des particules alpha de 2.6 MeV afin de connaître l'épaisseur des différents dépôts. Bien entendu, en-dessous d'une concentration en chlore de quelques pourcents, il est impossible de pouvoir déterminer précisément la quantité présente dans l'échantillon. Ceci est illustré dans la **Figure 55**. On voit qu'entre les signaux du cuivre et du silicium, le chlore devrait apparaître mais son intensité ne permet pas de pouvoir le quantifier. Nous avons donc analysés nos échantillons à

l'aide du dispositif bas bruit, après avoir acquis les données propres au standard d'AgCl avec des protons d'énergie 1.45 et 1.41 MeV. Les échantillons ont donc été analysés avec un faisceau de protons de 1.45 MeV.

Ech.	Puissance - Cu (W)	Puissance - NaCl (W)	Temps de dépôt (min)	Epaisseur (10^{15} at/cm ²)	Chlore (10^{15} at/cm ²)	Chlore (%)
A	100	15	20	1700±85	18.2±5.1	1.07±0.30
B	300	15	6.5	1600±80	4.2±2.7	0.26±0.17

Tableau 16 – Résultats de l'analyse de traces de chlore obtenus pour deux échantillons réalisés par co-déposition de NaCl et de Cu sur un substrat de Si dans les conditions données.

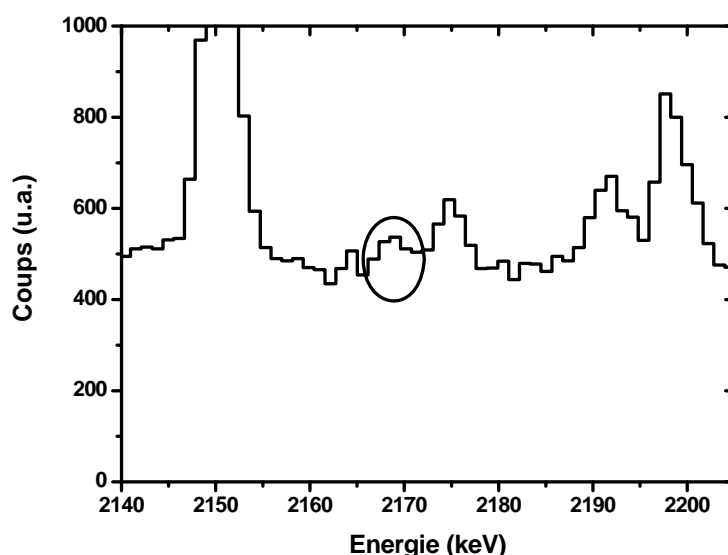


Figure 56 – Spectre PIGE obtenu à l'aide du dispositif bas bruit suite à l'irradiation de la cible B par des protons de 1.45 MeV. La raie gamma à 2.168 MeV provenant de la réaction $^{37}\text{Cl}(p,\gamma)^{38}\text{Ar}$ est entourée.

Le Tableau 16 présente les résultats obtenus sur deux échantillons pour lesquels la quantité de chlore se trouve clairement dans les limites de détection. Même si en termes de pourcentage de chlore on n'arrive pas à 0.1%, il faut surtout remarquer que l'on arrive à être sensible à la présence de moins de 5×10^{15} Cl/cm² dans le cas de l'échantillon B, ce qui est assez performant pour cet élément. Ceci constitue bien une limite inférieure. En effet, la Figure 56 démontre que l'intensité de la raie gamma est très faible par rapport au bruit environnant. Notez que ce bruit provient principalement du faisceau, ce qui est logique vu que

les particules incidentes sont des protons. En ce qui concerne les erreurs, l'épaisseur est connue à 5% près tandis que pour la quantité de chlore, l'erreur importante provient essentiellement de celle qui est faite sur le nombre de coups dans le pic gamma. Il est intéressant de remarquer que l'on retrouve un facteur d'environ trois dans le rapport de concentration en chlore entre les échantillons A et B comme escompté, au vu des temps de dépôt.

Conclusions et perspectives

Au moment de commencer mon doctorat, et même mon mémoire de licence, Guy Terwagne m'avait expliqué le désir qu'avait le LARN, à travers lui, de se lancer dans l'astrophysique nucléaire. Olivier Galloy avait déjà apporté les fondations à ce projet ambitieux quand je me suis lancé dans l'aventure. Après cinq années supplémentaires de recherche, je pense pouvoir affirmer que nous sommes maintenant capables de réaliser des mesures d'intérêt en astrophysique nucléaire et que nous mettons à la disposition du Centre de Recherche en Physique de la Matière et du Rayonnement des FUNDP un instrument de mesures performant avec un champ d'applications assez large.

En effet, nos efforts se sont concentrés sur le développement d'un dispositif expérimental bas bruit, indispensable pour l'étude des réactions nucléaires aux énergies stellaires, mais aussi sur les éléments nécessaires au travail en cinématique inverse. Ce dernier point est finalement le plus novateur car, à ce jour, peu de mesures ont été effectuées à l'aide de cette technique, si l'on néglige les faisceaux radioactifs répondant à une toute autre problématique, comme cela a été le cas à l'aide du cyclotron de Louvain-la-Neuve [105]. Comme nous l'avons montré, cela permet de réaliser des mesures très propres. Il est donc assez étonnant que cette technique n'ait pas encore été implémentée sur des installations dédiées à l'astrophysique nucléaire. On peut imaginer les résultats qui seraient obtenus avec un accélérateur placé sous une montagne...

Cela étant, il faut garder à l'esprit que tout ce dispositif bas bruit est encore perfectible. Par rapport à la cinématique inverse tout d'abord, un point essentiel à améliorer est le nombre de particules incidentes par unité de temps envoyées sur la cible. De fait, alors que nos mesures ont été réalisées avec des courants faisceau de quelques micro-ampères, la norme pour ce type de mesures est plutôt de quelques centaines de micro-ampères, voire plus. Une augmentation passe par une modification du rendement de l'accélérateur (ce qui sera prochainement le cas avec le passage d'ALTAÏS en hauts courants), voire par l'utilisation d'une machine plus adaptée. A côté de cela, il est évident que les cibles d'hydrogène utilisées doivent pouvoir supporter des courants plus élevés, ce qui constitue un beau défi technologique. Le passage à une cible gazeuse n'est actuellement pas envisageable pour des raisons d'encombrement et, de plus, la cible solide présente de gros avantages, déjà cités auparavant. Nous avons également une expertise dans la création de telles cibles et

l'accélérateur du LARN est tout à fait adapté pour des mesures sur ce type d'échantillon. La technique d'implantation ionique convient parfaitement aux besoins spécifiques qui sont les nôtres et il faudrait voir jusqu'à quel point on peut en tirer profit. Je pense par exemple à augmenter encore la quantité initiale en hydrogène, en concentration et en épaisseur (ce qui ne serait pas ennuyeux pour des sections efficaces non résonantes). Dans cette optique, avoir recours à un implanteur de dernière génération, automatisé et fournissant de hauts courants, serait un avantage non négligeable. Pour permettre l'utilisation de courants plus élevés, des aménagements pourraient également être apportés au système de refroidissement en améliorant le contact thermique voire en modifiant en profondeur la façon dont on évite l'échauffement de l'échantillon.

Quand à la réduction du bruit sans faisceau, quelques améliorations peuvent également être apportées. Du point de vue du blindage passif, le maximum a presque été fait. Il ne serait pas raisonnable d'augmenter encore l'épaisseur de plomb, tant du point de vue encombrement que du bruit supplémentaire que cela pourrait apporter. Bien sûr, il est possible d'obtenir du plomb avec une activité encore plus faible (inférieure à 1 Bq/kg). Par contre, bien des choses sont encore envisageables en ce qui concerne le blindage actif. Tout d'abord, en plus d'un scintillateur couvrant la partie supérieure du détecteur HPGe, l'extension de celui-ci sur les côtés devrait, a priori, retirer une quantité supplémentaire de rayonnements cosmiques proche de la totalité. En plus des détecteurs additionnels nécessaires, cela demandera à nouveau un travail précis sur l'électronique des signaux afin d'appliquer une anticoincidence correcte. Ajoutons que, au vu des évolutions dans les autres centres de recherche, la coïncidence $\gamma\gamma$ présente une efficacité redoutable, tant vis-à-vis des rayonnements cosmiques que de la radioactivité naturelle. Cette technique nécessite également un détecteur supplémentaire et des traitements électroniques complexes, en plus du fait qu'il faut extraire l'information du château de plomb.

Tout ceci pourrait permettre de réaliser des mesures de sections efficaces encore plus faibles pour des réactions nucléaires d'intérêt en astrophysique. Nos premiers résultats sont tout de même excellents. Les mesures pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ sont seulement les deuxièmes pour la résonance tandis qu'à plus basse énergie, l'accord avec la littérature est très bon, ce qui valide notre dispositif ainsi que la technique de la mesure en cinématique inverse. Il faut toutefois préciser que notre section efficace est plus faible. Les différentes causes ont été avancées dans la partie correspondante. Il est évident que l'on ne peut pas dire si ce sont

nos données qui sont trop faibles ou celles de la littérature qui sont trop élevées. Une étude approfondie de ce point en contrôlant les paramètres en question serait intéressante, ainsi que de nouvelles mesures par d'autres groupes d'astrophysique nucléaire. La deuxième réaction étudiée, $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$, nous a fourni deux points pour le facteur astrophysique qui, bien qu'également plus faibles, sont de nouveau en bon accord avec des travaux antérieurs. Dernièrement, cette réaction a été réétudiée et est, bien entendu, une piste de mesures pour l'avenir de l'astrophysique nucléaire au laboratoire.

Quand à la réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$, la plus lente du cycle CNO, il n'est pas possible de l'étudier dans les conditions actuelles à basse énergie. Cependant, comme l'a précisé Michael Hass lors de la conférence Nuclear Physics in Astrophysics IV (8-12 juin 2009, Frascati, Italie), lorsque l'on veut extrapoler un facteur astrophysique aux énergies stellaires, une des causes principales d'erreur provient de l'incertitude des mesures à 'plus haute énergie'. Dans cet esprit, on peut souligner le récent travail fait dans le cadre de la collaboration LUNA (par Michele Marta et ses collègues), et présenté à cette conférence, consistant en la mesure d'une résonance à plus haute énergie de la fameuse réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$. En ayant recours à la théorie de la matrice R , le fait d'avoir des données sur cette résonance permet d'améliorer l'ajustement à plus basse énergie, en raison de l'interférence existant entre les différentes ondes partielles entrant en jeu dans cette réaction.

Après lecture de ce manuscrit, on pourrait se demander quel avantage procure la cinématique inverse. En effet, si l'on se réfère à la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$, nos mesures se rapportent à une gamme en énergie plus petite que celles de King et al., sont plus éloignées des énergies stellaires et les barres d'erreur sont du même ordre de grandeur. Tout d'abord, le fait de n'avoir uniquement que les rayonnements cosmiques comme source de bruit facilite le traitement des données, puisqu'il ne faut pas évaluer le nombre de coups provenant d'une réaction parasite particulière qui diffère d'un point à un autre. Ensuite, nos barres d'erreur sont du même ordre de grandeur que celles que NACRE utilise pour les données de King et al., alors que dans leur publication, elles sont plus faibles (erreurs statistiques). Nous prenons en compte toutes les sources d'erreur possibles mais si l'on se concentre seulement sur l'erreur statistique pour les points à plus basse énergie, nous sommes tout à fait compétitifs, voire meilleurs (3 à 8% pour nous contre 3 à 10% entre 225 et 350 keV). Ce qui nous permet de dire qu'avec un blindage actif amélioré, nous pourrions descendre à plus basse énergie.

Quant au dispositif expérimental bas bruit, initialement développé avec un but purement fondamental, il a pu être utilisé pour des études plus appliquées. Ce type d'évolution est souvent observé et témoigne de l'importance qu'il y a à ne pas ménager ses efforts dans la recherche fondamentale, tant sur le plan financier qu'humain. Une application a été présentée dans cette thèse, à savoir l'analyse par faisceau d'ion d'éléments présents sous forme de traces dans certains matériaux. Elle apparaît légèrement artificielle, étant donné que nous avons fabriqué les échantillons expressément pour cette application. Mais les quantités (de chlore) auxquelles nous avons été sensible démontrent la puissance d'un tel dispositif. Et de manière plus pragmatique, je précise que des mesures de ce type ont effectivement été réalisées pour un industriel mais doivent, pour des raisons indépendantes de notre volonté, rester secrètes.

Finalement, c'est avec une certaine fierté que, dernièrement, j'ai pu assister à l'utilisation de notre dispositif bas bruit pour des mesures d'activité d'échantillons très faiblement radioactifs. En effet, le LARN est impliqué dans la fabrication de nanoparticules radioactives par dépôt en vue de pouvoir être utilisées dans le traitement de cancers (projet TARGAN). Les chercheurs se trouvaient devant la difficulté de connaître l'activité de différents échantillons obtenus et de les comparer entre eux. Ces activités étant tellement faibles (de l'ordre, voire inférieures au bruit de fond naturel), un détecteur traditionnel n'était pas suffisamment sensible pour répondre à leurs besoins. L'utilisation du détecteur HPGe, conjointement aux blindages qui lui sont appliqués, s'est révélée tout à fait appropriée. De plus, la connaissance de l'efficacité de détection leur a permis d'avoir accès aux activités absolues de leurs échantillons tests.

Ceci est une réussite supplémentaire pour ce projet qui, je l'espère, continuera à s'étoffer tant du point de vue technique que des applications potentielles. Des pistes ont été données quant aux améliorations qui peuvent être apportées pour les blindages. A côté de cela, comme cela a été le cas durant ce doctorat, les développements autour de tout le dispositif peuvent évoluer en fonction des besoins ou des problèmes repérés. Dans notre cas, le doigt froid n'était pas initialement prévu mais s'est révélé plus qu'indispensable lors de l'utilisation des standards en hydrogène. Je pense aussi au détecteur *PIPS* à l'arrière qui a probablement été, jusqu'ici, sous-utilisé. On peut également travailler à la faisceaologie afin d'avoir un meilleur contrôle sur les propriétés spatiales du faisceau d'ions (position sur la cible, alignement par rapport aux collimateurs...).

En conclusion, au vu du résultat final que nous avons obtenu pour le dispositif expérimental bas bruit, des trois applications réalisées ainsi que des perspectives d'évolution et de mesures qui ont été esquissées, je peux dire que des projets de tout type (ponctuels ou de longue durée, fondamentaux ou appliqués) peuvent se développer autour de ce dispositif, que ce soit pour des mesures particulières ou pour un travail axé sur son amélioration.

Annexes

Annexe I : MCNPX

L'efficacité théorique de détection du dispositif expérimental développé durant ce travail a été obtenue à partir du code MCNPX version 2.5.0 [106]. Nous allons ici expliciter son fonctionnement essentiellement dans le cas du traitement qui est apporté au transport des photons, particules qui nous intéressent évidemment le plus. Ces explications sont inspirées de la lecture de la thèse de Vincent Nuttens [107].

MCNPX signifie MCNP eXtended, c'est-à-dire qu'il s'agit d'une évolution du code MCNP (Monte Carlo N-Particle), lui-même héritier de différents codes développés depuis 1947 à Los Alamos. Ce code utilise le FORTRAN90 comme langage de programmation et permet de modéliser les interactions de tout rayonnement (neutrons, particules chargées, photons) avec la matière. Pour ce faire, l'utilisateur doit fournir un fichier d'entrée dans lequel sont données les conditions du problème à simuler. Ces conditions reprennent la géométrie, les matériaux et les caractéristiques de la source de particules, relativement à la situation d'intérêt.

La géométrie est définie à l'aide de cellules formées par la combinaison adéquate de 'surfaces' telles que des plans, des sphères, des cylindres... A chacune de ces cellules est attribué le matériau (simple ou composé) qui les constitue. Pour définir la source, il faut fournir sa position et son extension, le type de particules ainsi que la direction et l'énergie d'émission de celles-ci. Il faut également préciser le nombre de particules sources que l'on désire simuler, mais aussi l'information que l'on veut obtenir à partir de cette simulation, appelée tally. Cela peut être, de manière non exhaustive, le flux de particules passant à travers une surface, l'énergie déposée dans une cellule ou encore la distribution en énergie dans un détecteur. C'est évidemment pour ce dernier cas que nos simulations ont été effectuées (*Tally F8*).

Détaillons le fonctionnement du programme dans le cas où les particules sources sont des photons. Remarquons qu'il s'agit de la même sorte de traitement pour les autres types de particules, même si le fait de considérer des particules chargées entraîne de grandes différences. Pour chaque photon issu de la source est créé un chemin respectant les propriétés de celle-ci, telles que définies par l'utilisateur. A partir de là, le programme détermine une position de collision pour le photon le long du chemin, avec quel élément la collision va avoir

lieu et quel sera le type d'interaction. Ces choix ne se font pas totalement aléatoirement. Tout d'abord, l'occurrence d'un type particulier d'interaction est en accord avec l'intensité relative des différentes sections efficaces. Ensuite, la probabilité de collision dépend de Σ_t , la section efficace totale d'interaction du milieu où se fait la collision. La longueur l parcourue par la particule avant une collision est alors :

$$l = \frac{1}{\Sigma_t} \ln \xi \quad (\text{I.1})$$

où ξ est un nombre aléatoire dans l'intervalle $[0,1)$ généré par le programme. En fonction de l'interaction, on aura une autre particule qu'il faudra suivre, avec ses caractéristiques propres (énergie, position initiale, direction), comme illustré aux **Figure 57** et **Figure 58**.

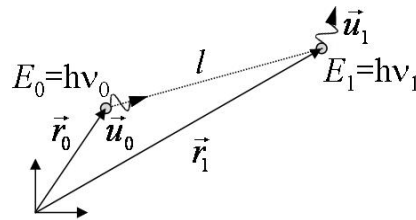


Figure 57 – Illustration du traitement de la collision (après un trajet de longueur l) d'un photon source d'énergie E_0 , de position \vec{r}_0 et de direction \vec{u}_0 . [107]

Le type d'interaction que subit le photon est déterminé aléatoirement, mais relativement aux sections efficaces, entre les diffusions cohérente et incohérente, l'effet photoélectrique et la création de paires, comme illustré à la **Figure 58**. On voit également qu'il y a des photons secondaires qui vont apparaître dans bon nombre de cas. Ils sont traités de la même façon, et ce jusqu'à ce qu'ils (ces photons secondaires ou un de leur 'photon fils') soient absorbés. Certains mécanismes se produisant lors des interactions peuvent être pris en compte ou négligés. C'est le cas par exemple de la diffusion cohérente ou il est même possible d'empêcher qu'un photon produise des électrons. Cela n'a évidemment pas lieu d'être dans le cas qui nous intéresse où l'on veut connaître la distribution en énergie dans un détecteur. Il faut aussi choisir le traitement réservé aux paires e^-/e^+ . Elles sont, quoiqu'il arrive, créées, mais on peut ou pas prendre en compte leur transport dans le système. En fonction de ce que l'on veut observer et de la géométrie, cela peut avoir une importance relativement forte.

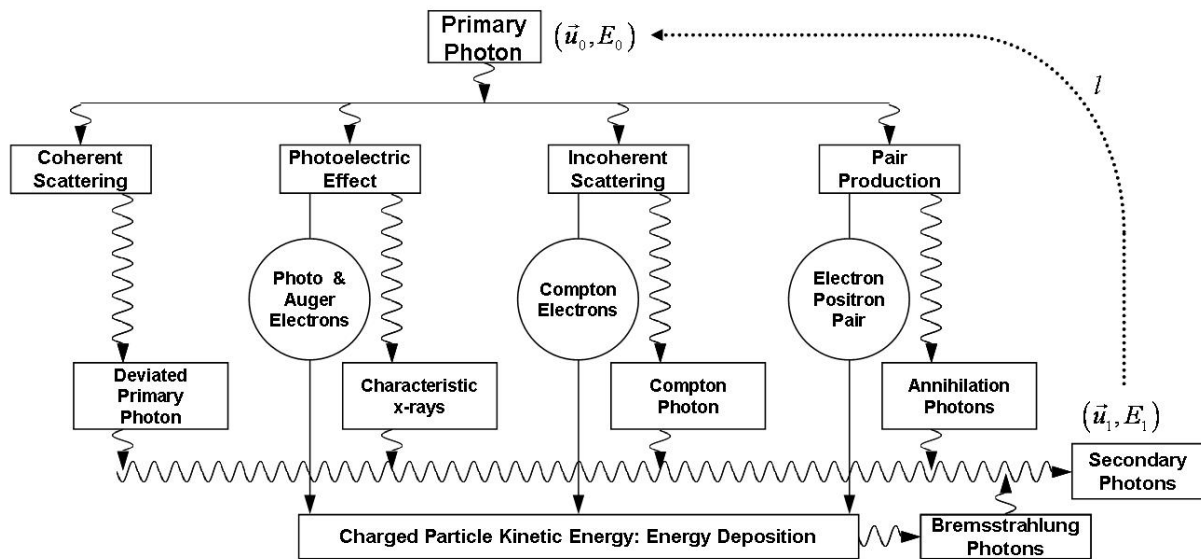


Figure 58 – Figure présentant les différentes possibilités de transport pour un photon. Il apparaît également l'émergence de photons secondaires auxquels le même traitement est apporté. [107]

Annexe II : La matrice R

En astrophysique nucléaire, la méthode de la matrice R est utilisée afin d'ajuster une courbe à des données relatives à une réaction nucléaire (essentiellement le facteur astrophysique). Cela se fait à l'aide d'un modèle physique qui permet d'obtenir des valeurs pour la section efficace (la plupart du temps extrapolées) aux énergies stellaires, celles qui ont véritablement une importance pour la modélisation des réactions nucléaires dans les étoiles.

Cette annexe n'a pas pour but de redémontrer les expressions qui sont utilisées dans la théorie de la matrice R , mais bien de faire comprendre au lecteur d'où elle provient, quelle est sa philosophie et quel est son champ d'application. Il y aura donc très peu d'expressions mathématiques, des ouvrages écrits par des spécialistes étant donnés en référence pour les lecteurs intéressés. Nous recommandons en particulier la revue de Lane et Thomas en 1958 [108], toujours considérée comme la publication de référence dans le domaine et dont la suite est largement inspirée. Une autre source, plus récente, est un livre de Pierre Descouvemont traitant des modèles théoriques en astrophysique nucléaire où il y décrit, entre autres, la théorie de la matrice R [109].

Les bases de la méthode de la matrice R sont apparues à partir des années 1930, époque où la physique nucléaire était en plein boum, en particulier en 1932 : découverte du neutron par Chadwick, premier faisceau d'ions dans l'accélérateur de Cockcroft et Walton ou encore mise en évidence de l'existence du positron par Anderson. Un peu plus tard, Fermi et son équipe mesurent les sections efficaces de réaction suite au bombardement par des neutrons. Il est apparu dans ces sections efficaces un grand nombre de résonances pour lesquelles il n'existait pas encore de cadre théorique décrivant leur occurrence. Cela a fait alors apparaître le concept de noyau composé, déjà suggéré par Bohr précédemment [110] et dont Bethe donna une description dans son article de 1937 [111]. Ce concept de noyau composé est essentiel pour la compréhension de la théorie de la matrice R mais aussi du mécanisme général de réaction nucléaire. Pour le saisir, voici l'image qu'en donnait Niels Bohr : « Les nucléons qui composent le noyau sont maintenus dans un puits de potentiel, comme des billes aux creux d'un cendrier. Quand une nouvelle bille entre dans le cendrier, elle subit de multiples collisions et ne peut s'échapper que difficilement. » [112]. En d'autres termes, lors d'une réaction nucléaire, le projectile et le noyau cible vont véritablement entrer en collision pour former une seule entité. De par l'intensité des forces nucléaires, le projectile ne sait pas s'échapper et partage donc toute son énergie avec les nucléons du noyau cible. Par

après, on peut avoir émission d'une particule par une voie de sortie qui est totalement indépendante de la voie d'entrée. Ce point permet également de comprendre la légitimité d'effectuer une mesure en cinématique inverse, le noyau composé perdant la mémoire sur la façon dont il a été formé.

Il y a eu quelques étapes avant d'arriver à la théorie de la matrice R . Citons Kapur et Peierls [113] qui développèrent une théorie dans laquelle apparaît un ensemble complet d'états définis dans un volume de taille nucléaire en imposant des conditions aux limites à la surface du volume. Ces états calculés sont identifiés aux différents états excités du noyau composé qui découlent du modèle en couche. C'est Wigner, avec Eisenbud, qui, le premier, exposa la théorie de la matrice R [114]. Contrairement à d'autres (comme Breit, par exemple), il tira profit du fait qu'en choisissant des valeurs particulières pour les rayons d'interactions (des noyaux collisionnels), cela introduisait un sens physique au sein même de la théorie. De plus, il donna des expressions à l'intérieur desquelles la dépendance avec l'énergie disponible lors de la réaction était la plus explicite possible. C'est une des raisons majeures qui explique le fait que c'est son approche (la théorie de la matrice R) qui a été privilégiée par la suite pour l'étude des réactions nucléaires. D'autant qu'elle peut s'appliquer à tout type de réaction, pas seulement celles qui se passent au travers du mécanisme du noyau composé. En particulier, la théorie de la matrice R permet de décrire également les réactions dites directes. Celles-ci sont souvent méconnues ou ignorées mais peuvent avoir une grande importance sur la section efficace totale de réaction dans certains cas (même si l'inverse est plus généralement observé). La réaction directe est une réaction au cours de laquelle les noyaux collisionnels s'interpénètrent l'un l'autre, sans qu'il n'y ait formation d'un noyau composé, pour finalement donner lieu à un phénomène de diffusion, avec ou sans modification de leur structure interne. Des exemples de ce type de réaction sont donnés dans la référence [108].

Venons-en maintenant à la théorie en elle-même. L'idée de base est la séparation de l'espace de configuration en deux parties : une région interne et une région externe. Cette séparation est définie par une sphère de rayon a (dont les unités sont des Fermi). C'est à l'intérieur que les interactions nucléaires prennent place tandis qu'à l'extérieur, il n'y a que la force coulombienne qui est prise en compte. En pratique, a est choisi de l'ordre de grandeur de la somme des rayons d'interaction des noyaux collisionnels. Il est important de remarquer que le fait qu'il soit choisi signifie qu'il ne s'agit pas d'un paramètre et que le résultat final devrait être indépendant de ce choix. A partir de cette approximation sur la portée des deux

interactions, on dérive une solution de l'équation de Schrödinger relative au problème en faisant intervenir des pôles dans la région interne. Ces pôles correspondent en fait aux états liés du noyau composé. Dans ces conditions, on peut ensuite calculer la section efficace de la réaction étudiée.

Pour plus de détails quant à la résolution de l'équation de Schrödinger, nous conseillons le livre de Pierre Descouvemont [109] et en particulier le chapitre 4 où cette résolution y est détaillée dans un cas légèrement simplifié (un seul canal d'entrée et un seul canal de sortie ainsi que des noyaux de spin nul). En accord avec la philosophie de la méthode de la matrice R , la fonction d'onde du problème est obtenue d'une part dans la région interne à partir d'une combinaison linéaire de fonctions de base et, d'autre part, dans la région externe à partir des fonctions de Coulomb entrante I et sortante O . Une grandeur qui apparaît également dans la théorie est

$$L = S + iP \quad (\text{II.1})$$

avec S le facteur de déplacement et P le facteur de pénétration, définis à partir des fonctions de Coulomb.

En pratique, pour obtenir la section efficace, on introduit des matrices pour simplifier les expressions algébriques qui la lient aux états excités. Tout d'abord la matrice de collision U . Un élément U_{if} de cette matrice propre à la collision de voie d'entrée i et de voie de sortie f correspond à l'amplitude de l'onde de sortie, en ayant une onde d'entrée de flux unitaire. Ceci entraîne que la section efficace σ_{if} est directement proportionnelle à $|U_{if}|^2$. Cette définition n'est pas propre à la théorie de la matrice R mais apparaît dans tout traitement d'une réaction en mécanique quantique. Si on se limite au cas à une voie ($i=f$), la matrice de collision peut être définie à partir du déphasage :

$$U = \exp(2i\delta) \quad (\text{II.2})$$

Ce déphasage rend compte du fait que le potentiel d'interaction entre les noyaux n'est pas nul. Pour le lecteur intéressé, un des meilleurs ouvrages concernant la théorie des collisions est le livre de Roger Newton intitulé *Scattering Theory of Waves and Particles* [115].

Dans la méthode de la matrice R , on introduit également deux matrices diagonales L et Ω qui n'interviennent que dans la région externe et, finalement, la matrice R qui prend en

compte toutes les interactions à l'intérieur du noyau. C'est donc à partir de cette dernière matrice que l'on définit les paramètres propres à chaque pôle du noyau composé, à savoir leur valeur propre E_i et leur largeur réduite calculée $\tilde{\gamma}_i^2$. On a :

$$R = \sum_i \frac{\tilde{\gamma}_i^2}{E_i - E} \quad (\text{II.3})$$

où E est l'énergie disponible pour la réaction, c'est-à-dire l'énergie dans le système centre de masse. Il faut noter que cette expression est donnée dans le cas à une voie, il ne s'agit donc plus d'une matrice. Il est important d'avoir à l'esprit que les paramètres E_i et $\tilde{\gamma}_i^2$ sont des paramètres calculés et sont associés aux pôles de la matrice R . Il existe toutefois un lien entre ceux-ci et les paramètres observés (généralement obtenus par des mesures expérimentales) qui ont, eux, un sens physique direct. En effet, comme établi par Lane et Thomas [108] dans le cas d'un seul pôle, on a :

$$\gamma_i^2 = \frac{\tilde{\gamma}_i^2}{1 + \tilde{\gamma}_i^2 S'(E_i^r)}; E_i^r = E_i - \gamma_i^2 S(E_i^r) \quad (\text{II.4})$$

où E_i^r est l'énergie résonante, γ_i^2 est la largeur réduite observée, $S(E_i)$ est le facteur de déplacement et $S'(E_i)$ est sa dérivée. Notez que les paramètres 'tildés' sont des paramètres calculés, par convention. Pour évaluer les paramètres observés à partir des paramètres calculés, ou inversement, il y a lieu d'utiliser l'approximation de Thomas :

$$S(E_i) \approx S(E_i^r) + (E_i - E_i^r) S'(E_i^r) \quad (\text{II.5})$$

ainsi qu'une méthode itérative pour approcher la valeur de E_i dans l'équation (II.4). Je tiens à signaler que Carmen Angulo et Pierre Descouvemont ont établi les mêmes relations que celles de l'équation (II.4) dans le cas où l'on a plusieurs pôles, ce qui est beaucoup complexe [116].

Dans la théorie, on suppose que l'on tient compte de tous les niveaux du noyau composé, même ceux de haute énergie, très denses, donnant lieu à un continuum (on suppose que le signe des largeurs réduites calculées est aléatoire pour les états du continuum et on moyenne sur ces derniers). Mais bien souvent, on se limite uniquement à la contribution de quelques pôles, voire d'un seul si la réaction est dominée par une seule résonance. Cependant, il est commode d'ajouter un pôle supplémentaire à haute énergie pour simuler l'éventuelle contribution d'une réaction directe.

Dans le cas qui nous intéresse, celui d'une capture radiative, la section efficace s'écrit :

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \frac{2J_i + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} |U^\gamma|^2 \quad (\text{II.6})$$

où I_1 et I_2 sont les spins des noyaux collisionnels et J_i celui du niveau résonnant et U^γ la matrice de collision 'équivalente' qui est logiquement divisée en deux parties :

$$U^\gamma = U_{\text{int}}^\gamma + U_{\text{ext}}^\gamma. \quad (\text{II.7})$$

Il faut toutefois remarquer que les deux parties ne sont pas indépendantes, la partie externe U_{ext}^γ faisant intervenir la matrice de collision U qui fait elle-même intervenir les paramètres des pôles dont dépend la partie interne U_{int}^γ . La partie externe U_{ext}^γ est directement proportionnelle à un coefficient C_f qui est l'ANC (Asymptotic Normalisation Coefficient) utilisé également dans d'autres modèles théoriques et qui peut être obtenu expérimentalement [87]. En général, la contribution extérieure à la section efficace est négligeable, lorsque la capture se fait sur un état fortement lié. Dans ce cas, l'ajustement aux données expérimentales de la courbe théorique calculée se fait avec $C_f = 0$ et donne de très bons résultats. En particulier, en considérant un seul pôle et avec uniquement la contribution interne, on obtient :

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \frac{2J_i + 1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)} \frac{\tilde{\Gamma}_1 \tilde{\Gamma}_{\gamma,1}}{(E - E_1)^2 + |L|^2 \tilde{\gamma}^2} \quad (\text{II.8})$$

qui est à comparer avec l'expression de la section efficace de Breit-Wigner, déjà introduite dans la partie Eléments d'astrophysique nucléaire (voir Troisième partie) :

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \frac{2J_i + 1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)} \frac{\Gamma_1 \Gamma_{\gamma,1}}{(E - E_1^r)^2 + (\Gamma_1/2)^2} \quad (\text{II.9})$$

où, dans l'équation (II.8), $\tilde{\Gamma}_1$ et $\tilde{\Gamma}_{\gamma,1}$ sont respectivement les largeurs totale et gamma calculées du pôle considéré, avec leur équivalent observé dans l'équation (II.9). Ces deux formulations de la section efficace résonante sont équivalentes à condition de satisfaire aux relations (II.4) auxquelles on ajoute une supplémentaire pour la largeur gamma observée :

$$\Gamma_{\gamma,1} = \frac{\tilde{\Gamma}_{\gamma,1}}{1 + \tilde{\gamma}_1^2 S'(E_1^r)}. \quad (\text{II.10})$$

On voit donc que la formule de Breit-Wigner abondamment utilisée pour décrire une section efficace résonante n'est qu'une approximation. Cette approximation est de qualité pour les énergies proches de la résonance mais on observe des déviations plus ou moins fortes en s'en éloignant. Il est alors de bon ton d'améliorer l'ajustement aux données expérimentales. La meilleure façon est de prendre en compte la contribution extérieure en utilisant un ANC adapté. Comme dit plus haut, on peut aussi prendre un second pôle à plus haute énergie qui simule la contribution d'une réaction directe. Ou encore, il se peut qu'il y ait une autre résonance plus haute en énergie (ou également en-dessous du seuil en énergie) dont la queue de la distribution influence la section efficace totale.

Annexe III : Règles de sélection

Dans cette annexe, nous donnons les différentes règles de sélection qui régissent une capture radiative, concernant la formation d'un niveau excité du noyau composé et la désexcitation par émission d'un rayonnement gamma. Et nous appliquons ces règles aux deux réactions étudiées.

Considérons les noyaux 1 et 2 réalisant une réaction nucléaire et possédant respectivement des spins j_1 et j_2 ainsi que des *parités* π_1 et π_2 . Un niveau excité du noyau composé pourra être atteint à condition de respecter les règles suivantes :

$$\begin{aligned} j_1 + j_2 + l &= J \\ (-1)^l \pi_1 \pi_2 &= \pi \end{aligned} \quad (\text{III.1})$$

où l est le moment angulaire orbital relatif entre les deux noyaux, qui définit avec quelle onde partielle le niveau résonant sera atteint, J le spin du niveau résonant et π sa parité. La première relation est vectorielle et les différents vecteurs peuvent être additionnés selon toutes les combinaisons qu'offrent les différentes orientations (parallèle ou antiparallèle). Elle rend compte du couplage des différents moments angulaires entrant en jeu dans une réaction nucléaire.

Une fois ce niveau excité atteint (que l'on considère maintenant comme le niveau initial, $J_i^{\pi_i}$), celui-ci peut se désexciter par émission d'un rayonnement gamma vers un niveau final de plus basse énergie $J_f^{\pi_f}$. La radiation observée, de multipolarité λ , devra également suivre quelques règles :

$$\begin{aligned} |J_i - J_f| &\leq \lambda \leq J_i + J_f \\ \pi_i \pi_f &= (-1)^\lambda [E(\lambda)] \\ \pi_i \pi_f &= (-1)^{\lambda+1} [M(\lambda)] \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

où la seconde relation est dans le cas d'une transition électrique (d'ordre λ) et la troisième, magnétique (d'ordre λ).

Appliquons tout ceci aux deux cas qui nous ont intéressés. Tout d'abord, un proton possède un spin et une parité $1/2^+$ et les noyaux de ^{13}C et ^{15}N ont tous deux un spin et une parité $1/2^-$. De plus, pour les deux réactions concernées ($^{13}\text{C}(\text{p},\gamma)^{14}\text{N}$ et $^{15}\text{N}(\text{p},\gamma)^{16}\text{O}$), la

résonance étudiée atteint un niveau 1^- . A partir des équations (III.1), il apparaît que le moment angulaire orbital ne peut valoir que 0 ou 2 (car 0, 1 ou 2 tout en étant pair). Les niveaux résonants seront donc formés à partir d'ondes s ($l=0$) ou d ($l=2$), même si, en tenant compte de la barrière de moment angulaire, il est évident que l'onde s va dominer fortement.

Pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$, la transition vers le niveau fondamental se fait à partir d'un niveau 1^- vers un niveau 1^+ . Les équations (III.2) indiquent que la multipolarité est comprise entre 0 et 2 et doit être impaire dans le cas d'une transition électrique et paire pour une magnétique. On aura donc affaire à une transition $E1$ ou $M2$, mais cette dernière peut-être négligée en raison de sa faible intensité (ordre supérieur).

Pour la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$, la transition vers le niveau fondamental se fait à partir d'un niveau 1^- vers un niveau 0^+ . La première équation (III.2) indique que la multipolarité doit valoir 1. Les règles de parité précisent quant à elles qu'il s'agira exclusivement d'une transition dipolaire électrique ($E1$).

A ces différentes règles s'ajoutent celles concernant l'isospin qui interdisent une transition entre deux niveaux possédant un isospin nul. Mais il n'est pas rare de rencontrer des niveaux présentant des impuretés d'isospin, c'est-à-dire qu'il existe plusieurs composantes d'isospin pour un même niveau. Ceci intervient dans la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ où la transition que nous avons étudiée se fait entre deux niveaux d'isospin (dominant) nul.

Annexe IV : Lexique

AGB (étoiles)

Vient du terme anglais *Asymptotic Giant Branch* qui désigne une région dans le diagramme de Hertzsprung-Russel, repérant les étoiles par leur position dans un plan luminosité-température. D'un point de vue astronomique, ces étoiles apparaissent comme des géantes rouges et ont des masses de l'ordre de 0.6 à 10 masses solaires.

Canalisation

Phénomène apparaissant lorsqu'un faisceau de particules irradie une cible cristalline. Pour certaines directions incidentes, la trajectoire des particules est alignée avec des canaux de la cible, propres à la structure cristalline. De ce fait, le faisceau 'voit' moins de noyaux cibles et le spectre expérimental apparaît moins intense avec une forme caractéristique. Ce phénomène est ennuyeux dans le cadre d'analyses RBS mais on peut en tirer profit pour obtenir des informations quant aux défauts présents dans une cible.

Désorption

Phénomène au cours duquel, suite à une irradiation par un faisceau d'ions, des molécules adsorbées sur la cible se détachent ou, par extension, des éléments plus en profondeur se trouvant sur le trajet des ions vont s'échapper.

Duoplasmotron (source)

Type de source de faisceaux d'ions. Un filament est chauffé de telle façon qu'il émette des électrons qui vont permettre la formation d'un plasma à partir du gaz qui est injecté dans une enceinte où un vide a été fait au préalable. Le gaz injecté contient l'espèce que l'on désire accélérer sous forme de faisceau.

Dynamitron

Principe permettant d'obtenir une haute tension (jusqu'à plusieurs millions de Volts) à partir d'une tension d'entrée qui est multipliée à l'aide d'un circuit électronique particulier.

FE (Full Energy) peak

Dans un spectre de rayonnements gamma, pic (généralement) principal d'une émission gamma particulière obtenue lorsque toute l'énergie du photon a été déposée.

Fond Compton

Information dans un spectre de rayonnements gamma lorsqu'un photon effectue une diffusion Compton dans le détecteur et seule l'énergie de l'électron Compton est collectée,

le photon résiduel s'échappant du détecteur. Son énergie va de quasiment zéro jusqu'au front Compton d'énergie caractéristique du rayonnement gamma initial. Ce phénomène s'appelle l'effet Compton électronique. Il existe également un Compton photonique. Dans ce cas, un photon effectue une diffusion Compton à l'extérieur du détecteur et est ensuite détecté par celui-ci.

ICR

Incoming Count Rate. Sortie électronique d'un amplificateur donnant une impulsion rectangulaire dès que le signal en entrée (venant, par exemple du détecteur HPGe) présente une information.

Isospin

Pseudo-nombre quantique, que l'on associe à une particule quantique, relatif à l'interaction forte. Introduit pour traduire l'idée d'Heisenberg supposant que le proton et le neutron représentent deux états d'une même particule (le nucléon), se différenciant par leur isospin. Cette symétrie n'est pas parfaite d'où le fait qu'il ne s'agit pas d'un bon nombre quantique.

LENA

Laboratory for Experimental Nuclear Astrophysics – Installation du Triangle Universities Nuclear Laboratory (Duke University, North Carolina University, University of North Carolina) en Caroline du Nord (USA).

Lining

Terme anglais signifiant *doublure* et qui désigne une (ou plusieurs) couche(s) de matière ajoutée entre un détecteur et son blindage pour encore améliorer le blindage.

LUNA

Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics – Installation du INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) basée au Laboratoire National du Gran Sasso (LNGS), sous la montagne des Apennins dans les Abruzzes (Italie).

Métallicité

Terme rendant compte de la quantité de métaux présents dans une étoile, en sachant qu'en astrophysique, tout élément plus lourd que l'hydrogène et l'hélium est considéré comme un métal.

Moment angulaire orbital

Moment angulaire que possède une particule quantique suite à son mouvement. Il s'agit d'un entier positif.

NACRE

Nuclear Astrophysics Compilation of REaction rates. Compilation européenne de taux de réactions.

NIM (baie)

NIM est l'abréviation de Nuclear Instrumentation Module. Il s'agit d'une baie électronique dans laquelle sont connectés et alimentés en tension les différents modules électroniques utilisés dans une chaîne de détection.

Parité

Caractéristique définissant l'orientation du spin d'un noyau (pour un niveau d'énergie donné). Elle peut être positive ou négative.

Pic d'annihilation

Pic qui apparaît à 511 keV dans un spectre de rayonnements gamma. Il est dû à l'annihilation de positrons qui produit l'émission, à 180° l'un de l'autre, de deux rayonnements gamma de cette énergie. Les positrons sont émis lors de la création de paires e^-/e^+ (électron-positron) par une particule (généralement un photon) et sont ralentis par la matière qu'ils traversent. Ils s'annihilent finalement en fin de parcours avec un électron présent à cet endroit. Si un des deux rayonnements gamma est absorbé par le détecteur, il contribuera au pic d'annihilation, sauf s'il a été créé à l'intérieur de ce détecteur.

Pics d'échappement

Apparaissent dans un spectre de rayonnement gamma lorsqu'un positron, issu de l'interaction d'un photon dans le détecteur (création d'une paire électron-positron) s'annihile près des bords du cristal et qu'un ou deux photons (de 511 keV) créés sortent du détecteur sans déposer leur énergie. Un ou deux pics apparaissent 511 ou 1022 keV plus bas que le *FE peak*.

PIPS

Passivated Implanted Planar Silicon, utilisé pour la détection de particules chargées.

Pouvoir d'arrêt

Grandeur représentant la perte d'énergie d'une particule chargée par unité d'épaisseur traversée d'un matériau donné. Celle-ci dépend de l'énergie des particules considérées. Les unités généralement utilisées sont par exemple des $\text{eV}/(10^{15} \text{ at/cm}^2)$ ou des $\text{keV}/\text{\AA}$.

Rapport de branchement

Valeur correspondant à l'inverse de la probabilité de transition d'un niveau en énergie d'un noyau donné vers un autre niveau. La somme des rapports de branchement pour un niveau donné vaut 1.

Spin

Moment angulaire intrinsèque d'une particule quantique. Il s'agit d'un nombre entier ou demi-entier positif.

Standard

Echantillon dont la composition est bien connue, qui est obtenu de manière reproductible, stable dans le temps et sous l'irradiation d'un faisceau de particules. Généralement utilisé comme référence pour obtenir une concentration absolue (en hydrogène par exemple, s'il en contient) pour un autre échantillon.

Système du centre de masse

Référentiel dans lequel toutes les grandeurs physiques sont exprimées par rapport au centre de masse propre à la situation considérée (deux particules entrant en collision). On définit ce référentiel comme celui où les deux particules s'approchent l'une de l'autre avec la même quantité de mouvement, au sens près. Dans ce référentiel, l'énergie, dite du (système du) centre de masse, est celle qui est réellement disponible pour la collision car elle ne tient pas compte de celle associée au déplacement du centre de masse du système.

Tally F8

Un tally est l'information qui est calculée lors d'une simulation MCNPX, à la demande de l'utilisateur. Le Tally F8 correspond à la distribution d'énergie (déposée) dans un détecteur, c'est-à-dire dans une cellule particulière qui a été définie dans la partie géométrie du fichier d'entrée. Ce tally a été utilisé pour les différentes simulations avec le détecteur HPGe.

Temps mort

Au cours d'une acquisition de données, temps pendant lequel le convertisseur analogique-digital (ADC) est occupé à compter une impulsion. Il n'est donc pas disponible pour en compter d'autres.

Liste des figures

- Figure 1 – Famille radioactive issue du noyau instable thorium 232 (^{232}Th) ; les noyaux filles se désexcitent par émission d'une particule α ou β^- pour arriver sur le ^{208}Pb qui est stable. Le nombre de nucléons des noyaux de cette famille est un multiple de 4. 6
- Figure 2 – Famille radioactive issue du noyau instable neptunium 237 (^{237}Np) ; les noyaux filles se désexcitent par émission d'une particule α ou β^- pour arriver sur le ^{209}Bi qui est stable. Le nombre de nucléons des noyaux de cette famille est une unité supérieur à un multiple de 4. Cette famille a disparu sur Terre, en raison des temps de demi-vie plus courts des noyaux qui la composent..... 6
- Figure 3 – Famille radioactive issue du noyau instable uranium 238 (^{238}U) ; les noyaux filles se désexcitent par émission d'une particule α ou β^- pour arriver sur le ^{206}Pb qui est stable. Le nombre de nucléons des noyaux de cette famille est deux unités supérieur à un multiple de 4..... 7
- Figure 4 – Famille radioactive issue du noyau instable uranium 235 (^{235}U) ; les noyaux filles se désexcitent par émission d'une particule α ou β^- pour arriver sur le ^{207}Pb qui est stable. Le nombre de nucléons des noyaux de cette famille est trois unités supérieur à un multiple de 4. 7
- Figure 5 – Spectre de rayonnements gamma de la radioactivité naturelle à l'intérieur du laboratoire. Cette acquisition d'un peu plus de 14h est obtenue à l'aide d'un détecteur germanium de très grande efficacité et très bonne résolution en énergie, comme illustré par le zoom sur la raie à 2.615 MeV. 8
- Figure 6 – Illustration de la formation et de la composition des rayonnements cosmiques, avec la douche de particules [1]. 10
- Figure 7 – Facteur d'atténuation des photons dans le plomb en fonction de leur énergie. Les différentes contributions significatives sont présentées [10]. 14
- Figure 8 – Schéma de principe d'ALTAÏS. Remarquons qu'il n'y a qu'une seule ligne faisceau sur les cinq qui est représentée après l'aimant HE..... 19
- Figure 9 – Exemple de géométrie de détection lors d'une analyse ERD, couplée avec un détecteur RBS. [34] 23
- Figure 10 – Mise en évidence de l'existence d'une résonance pour une énergie E_a' dans le système du centre de masse pour la réaction $a + A \rightarrow C^*$. [40]..... 25
- Figure 11 – Simulation MCNPX d'un spectre pour un rayonnement gamma 2.6145 MeV (de la radioactivité naturelle) détecté par le HPGe utilisé dans ce travail. Les pics caractéristiques sont repérés. 27
- Figure 12 – Géométrie de détection dans laquelle se faisaient les mesures de profil en profondeur en hydrogène pour les standards. [34]..... 27
- Figure 13 – Dose retenue en hydrogène en fonction de la fluence d'ions $^1\text{H}_2^+$ de 3 keV dans le silicium. Ces valeurs ont été obtenues suite à des mesures ERDA avec des particules alpha. [34]..... 31
- Figure 14 – Spectre de recul à 20° de l'hydrogène et du deutérium produit par des particules alpha de 2.128 MeV irradiant des échantillons implantés avec de l'hydrogène et du deutérium (a) et présentant du deutérium uniquement en surface (b). [34]..... 32
- Figure 15 – Comparaison des profils en profondeur d'un standard en hydrogène à l'aide des techniques ERDA (tirets) et RNRA (trait plein). [34] 33
- Figure 16 – Profils en profondeur de cinq standards en hydrogène obtenus par RNRA et dont les contributions du pic de surface ont été retirées. [34] 34

Figure 17 – Désorption de l'hydrogène de surface ajustée par une exponentielle décroissante à deux termes. Stabilité de l'hydrogène implanté durant l'irradiation d'ions $^{15}\text{N}^{3+}$.	35
Figure 18 – Spectre de rayonnements gamma obtenu avec un faisceau de $^{13}\text{C}^{3+}$ sur des cibles de silicium implantées avec de l'hydrogène (a) et du deutérium (b) pour une charge intégrée de 23.2 mC (a) et 2.5 mC (b). [34]	36
Figure 19 - Facteur d'absorption des photons dans le germanium en fonction de leur énergie. Les différentes contributions significatives sont présentées [10].	37
Figure 20 – Coupe selon la hauteur du cristal de germanium.	39
Figure 21 – Schéma du détecteur HPGe.	39
Figure 22 – Schéma simplifié représentant une coupe transversale du château de plomb.	41
Figure 23 – Photos montrant le châssis, sur roulements à billes, sur lequel se trouve le château de plomb ainsi que le détecteur HPGe, lui aussi sur roulement à billes. Sur la deuxième photo, il a été glissé à l'intérieur du château, très proche du porte-échantillon, comme montré sur la troisième photo.	42
Figure 24 – Photo montrant le scintillateur plastique, avec son photomultiplicateur au bout du guide de lumière, placé sur le château de plomb. Le détecteur HPGe est hors du château.	43
Figure 25 – Spectre en énergie obtenu à l'aide du scintillateur plastique. Les contributions distinctes de la radioactivité naturelle et des rayonnements cosmiques apparaissent nettement.	44
Figure 26 – Schéma de principe des connexions entre les différents éléments intervenant dans l'application de l'anticoïncidence entre le détecteur HPGe et le scintillateur plastique.	46
Figure 27 – Graphe présentant les signaux à la sortie du pré-amplificateur de chaque détecteur dans le cas où on a une coïncidence, ainsi que l'impulsion provenant du détecteur HPGe qui est envoyée vers l'ADC et le signal venant bloquer cette impulsion. La partie (a) illustre le cas d'une impulsion trop énergétique pour l'amplificateur et la partie (b) une de faible énergie.	47
Figure 28 – Coupe transversale de l'ensemble du dispositif expérimental bas bruit avec les éléments principaux, comme les éléments additionnels.	48
Figure 29 – Vision en coupe d'un porte-échantillon présentant un circuit de refroidissement au moyen d'une circulation d'eau sous pression.	49
Figure 30 – Comparaison de deux spectres naturels acquis à l'aide du détecteur HPGe dans le château de plomb (b) ou pas (a). Le temps d'acquisition est de 14h12. Les annotations correspondent aux rayonnements gamma considérés dans le Tableau 1 et le Tableau 2.	52
Figure 31 – Evolution avec l'énergie du nombre de coups par seconde et par keV dus aux rayonnements cosmiques qui sont détectés dans le HPGe, dans le dispositif expérimental bas bruit, c'est-à-dire avec le château de plomb et l'anticoïncidence.	57
Figure 32 – Graphe de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie dans la géométrie du dispositif bas bruit. Les données théoriques (MCNPX) et les données expérimentales (^{152}Eu) sont ajustées à l'aide d'un polynôme de degré 6.	59
Figure 33 – Illustration du cycle CNO (froid) dans un plan N-Z.	63
Figure 34 – Facteur de pénétration de la barrière coulombienne (multiplié par 10^3), distribution de Maxwell-Boltzmann pour une température de 15 millions de Kelvin ainsi que le produit de ces deux contributions (multiplié par 10^6) définissant la fenêtre de Gamow où un maximum de réactions p+p se produit.	63
Figure 35 – Schéma de niveaux du noyau ^{14}N où apparaît l'état $^{13}\text{C}+p$ à partir duquel on distingue l'existence d'une résonance à 511 keV. Les spins, parités et isospins sont également donnés. [70].	71

Figure 36 – Données expérimentales disponibles pour le facteur astrophysique de la résonance à 511 keV de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ (King et al. [6], Hebbard et al. [68], Hester et al. [69] (corrigée) et Woodbury et al. [71]). Un zoom est ajouté sur les points à plus basse énergie.	72
Figure 37 – Spectre acquis pendant la mesure de la section efficace de la réaction $^1\text{H}(^{13}\text{C},\gamma)^{14}\text{N}$ pour une énergie $E_{\text{CM}} = 400$ keV. La région d'intérêt sur le FE peak est grisée. Aucune raie gamma n'est visible à plus haute énergie, mais seulement les rayonnements cosmiques. Le temps d'acquisition est inférieur à cinq heures et le rapport signal/bruit est de 40.	75
Figure 38 – Distribution angulaire de la transition 1^- vers 1^+ . L'intensité est normalisée par rapport à la mesure à 90°	77
Figure 39 – Profils bruts de l'hydrogène dans le standard avant et après irradiation pour la mesure de section efficace obtenus avec $5.5 \cdot 10^{17}$ ions de 5.6 MeV pour un courant électrique de 3 μA	82
Figure 40 – Concentration en hydrogène en fonction de la profondeur pour un même standard avant et après irradiation, obtenue en déconvoluant les profils bruts de la Figure 39.	83
Figure 41 – Evolution du spectre de canalisation sur un standard en hydrogène au cours de l'irradiation avec un faisceau de ^{13}C de 4 MeV. Le nombre de coups est normalisé par rapport à la charge. L'axe des abscisses est proportionnel à l'énergie des particules détectées.	83
Figure 42 – Evolution du spectre de canalisation sur un échantillon de silicium (100) au cours de l'irradiation avec un faisceau de ^{13}C de 4 MeV. Le nombre de coups est normalisé par rapport à la charge. L'axe des abscisses est proportionnel à l'énergie des particules détectées.	84
Figure 43 – Section efficace totale pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ mesurée en cinématique inverse dans le dispositif expérimental bas bruit.	86
Figure 44 – Comparaison du facteur astrophysique de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ mesurée en cinématique inverse dans le dispositif expérimental bas bruit avec les données de la littérature. Seule la transition du niveau résonant à 8.062 MeV vers le niveau fondamental est prise en compte.	87
Figure 45 – Facteur astrophysique total pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$	87
Figure 46 – Extrapolation de différentes courbes ajustées à nos données (carrés noir) à l'aide de la méthode de la matrice R . Quelques points de King et al. [6] sont ajoutés à plus haute énergie (ronds jaune foncé) à titre indicatif.	94
Figure 47 – Comparaison du résultat des ajustements pour deux rayons a différents.	96
Figure 48 – Evolution de l'énergie de Gamow en fonction de la température en milliards de Kelvin (courbe bleue). Les courbes vertes définissent la largeur du pic de probabilité qui lui est associé.	99
Figure 49 – Taux de réaction stellaire pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$	100
Figure 50 – Représentation des différents cycles CNO (froids) existants. [92]	102
Figure 51 – Schéma de niveaux du noyau ^{16}O où apparaît l'état $^{15}\text{N}+p$ à partir duquel on distingue l'existence des résonances à 312 et 962 keV. Les spins et parités sont également donnés. [93]	103
Figure 52 – Facteur astrophysique de la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ à partir des mesures de Rolfs et Rodney [96], Hebbard [95] et Bemmerer et al. [98]. Les barres d'erreurs sur les valeurs de Hebbard sont celles utilisées par Barker [91]. Un zoom sur la résonance à 332 keV et les plus basses énergies est donné.	105
Figure 53 – Facteur astrophysique obtenu pour nos mesures de la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$. Les données de la littérature auxquelles nous les comparons sont celles de Rolfs et Rodney [96], Hebbard [95] et Bemmerer et al. [98].	107

- Figure 54 – Allure de la section efficace pour l'émission d'un rayonnement gamma de 2168 keV suite à la réaction nucléaire $^{37}\text{Cl}(p,\gamma)^{38}\text{Ar}$ [103]. 110
- Figure 55 – Spectre RBS sur l'échantillon B (voir Tableau 16) obtenu à partir de particules alpha de 2.6 MeV. Le signal du chlore n'est pas visible en raison de sa faible concentration..... 111
- Figure 56 – Spectre PIGE obtenu à l'aide du dispositif bas bruit suite à l'irradiation de la cible B par des protons de 1.45 MeV. La raie gamma à 2.168 MeV provenant de la réaction $^{37}\text{Cl}(p,\gamma)^{38}\text{Ar}$ est entourée. 112
- Figure 57 – Illustration du traitement de la collision (après un trajet de longueur l) d'un photon source d'énergie E_0 , de position \vec{r}_0 et de direction \vec{u}_0 . [107] 122
- Figure 58 – Figure présentant les différentes possibilités de transport pour un photon. Il apparaît également l'émergence de photons secondaires auxquels le même traitement est apporté. [107] 123

Liste des tableaux

Tableau 1 – Comparaison de résultats expérimentaux obtenus à l'aide du détecteur HPGe blindé ou non pour l'intensité de plusieurs raies naturelles sélectionnées. Les noyaux émetteurs ainsi que la famille radioactive de ce noyau sont notés. Les taux de comptage et leurs rapports sont donnés. Les acquisitions ont duré plus de deux jours. Les notations γ_i se rapportent à la Figure 30.	53
Tableau 2 - Comparaison de simulations MCNPX avec le détecteur HPGe blindé ou non pour l'intensité de plusieurs raies naturelles sélectionnées. Les noyaux émetteurs ainsi que la famille radioactive de ce noyau sont notés. Les taux de comptage et leurs rapports sont donnés. Les notations γ_i se rapportent à la Figure 30.	54
Tableau 3 – Comparaison du flux de rayonnements cosmiques (coups/heure) pour deux gammes d'énergie en fonction du blindage appliqué. La région d'intérêt autour de 8.2 MeV fait une centaine de keV de largeur.	55
Tableau 4 – Comparaison de l'effet du blindage sur le nombre de coups détectés par heure entre le dispositif développé durant ce travail et celui installé à LENA sans la coïncidence $\gamma\gamma$ [14]. La normalisation est appliquée par rapport au volume du cristal.	56
Tableau 5 – Energies de Gamow pour quelques réactions nucléaires présentant un intérêt en astrophysique pour des températures de 15 et 20 millions de Kelvin.	65
Tableau 6 – Facteurs de branchement des différentes raies gamma issues du niveau résonant à 8.06 MeV ainsi que le nombre de coups (corrigé) et l'efficacité de détection propres à chacune d'entre elles....	74
Tableau 7 – Données importantes regroupant différents paramètres et quelques conditions expérimentales propres aux 30 points de mesure pour la section efficace de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. L'énergie dans le système du centre de masse est corrigée.	79
Tableau 8 – Comparaison des rapports signal/bruit entre les ADC avec et sans anticoincidence appliquée. L'énergie dans le système du centre de masse a été corrigée par l'approximation d'énergie moyenne.	80
Tableau 9 – Différentes erreurs utilisées pour le calcul des erreurs sur la section efficace et le facteur astrophysique.	89
Tableau 10 – Résultats finaux pour nos mesures concernant la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$	92
Tableau 11 – Paramètres et résultats dans les différentes conditions avec lesquelles nous avons ajusté nos données à l'aide de la méthode de la matrice R avec $a=5$	95
Tableau 12 – Comparaison de nos résultats pour la résonance à 511 keV obtenus au moyen de la méthode de la matrice R ($a=6.8$) avec ceux de la littérature (Seagrave [76], Hebbard [68], Milne [78], une communication privée de King, Ajzenberg-Selove [70], la moyenne donnée par Galster [50] et King ⁽¹⁾ [6] cité par Mukhamedzhanov [87]).	97
Tableau 13 – Comparaison du taux de réaction stellaire obtenu à l'aide de nos données avec ceux de la littérature (Caughlan et Fowler [90], NACRE [67] et Mukhamedzhanov [87]). La température (T_9) est donnée en milliards de Kelvin.	101
Tableau 14 – Données importantes regroupant différents paramètres et quelques conditions expérimentales propres aux 2 points de mesure pour la section efficace de la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$. L'énergie dans le système du centre de masse est corrigée.	106
Tableau 15 – Résultats finaux pour nos mesures concernant la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$	107

Tableau 16 – Résultats de l'analyse de traces de chlore obtenus pour deux échantillons réalisés par co-déposition de NaCl et de Cu sur un substrat de Si dans les conditions données.....	112
--	------------

Bibliographie

- [1] H. Damjantschitsch, M. Weiser, G. Heusser, S. Kalbitzer, H. Mannsperger, Nucl. Instr. and Meth. 218 (1983) 129.
- [2] A. Einstein, Ann. der Phys. 17 (1905) 891.
- [3] B. Rossi, (Ed.), Cosmic Rays, McGraw-Hill, New York, 1964.
- [4] A. Formicola et al., Phys. Lett. B 591 (2004) 61.
- [5] A. Lemut et al., Phys. Lett. B 634 (2006) 483.
- [6] J.D. King, R.E. Azuma, J.B. Vise, J. Gorres, C. Rolfs, H.P. Trautvetter, A.E. Vlieks, Nucl. Phys. A 567 (1994) 354.
- [7] R.J. Gehrke, J.R. Davidson, Appl. Radiat. Isot. 62 (2005) 479.
- [8] W.S.C. Williams, (Ed.), Nuclear and Particle Physics, Oxford New York, 1991.
- [9] S. Hurtado, R. García-Tenorio, M. García-León, Nucl. Instr. Meth. A 497 (2003) 381.
- [10] Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest, J.H. Hubbell, S.M. Seltzer, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html>, access date: 17/03/2009
- [11] A. Alessandrello et al., Nucl. Instr. Meth. B 142 (1998) 163.
- [12] J. Verplancke, Nucl. Instr. and Meth. A 312 (1992) 174.
- [13] F. Bodart, G. Demortier, Radiochem. Radioanal. Lett. 31 (1977) 215.
- [14] R. Longland, C. Iliadis, A.E. Champagne, C. Fox, J.R. Newton, Nucl. Instr. and Meth. A 566 (2006) 452.
- [15] C. Rowland, C. Iliadis, A.E. Champagne, A.K. Dummer, R. Fitzgerald, E.C.T. Harley, J. Mosher, R. Runkle, Nucl. Instr. Meth. A 480 (2002) 610.
- [16] C. Bordeanu, C. Rolfs, R. Margineanu, F. Negoita, C. Simion, J. Phys. G 35 (2008) 014011.
- [17] M. Pellicciari, A. Fascilla, A. Giuliani, M. Pedretti, A. Cesana, L. Garlati, M. Terrani, G.L. Raselli, Radiat. Prot. Dosim. 116 (2005) 359.
- [18] L. Zanotti, J. Phys. G 17 (1991) S373.
- [19] U. Greife et al., Nucl. Instr. and Meth. A 350 (1994) 327.
- [20] H. Neder, G. Heusser, M. Laubenstein, Appl. Radiat. Isot. 53 (2000) 191.
- [21] D. Mrđa, I. Bikit, N. Zikic-Todorovic, S. Forkapic, J. Slivka, M. Veskovc, Radiat. Meas. 42 (2007) 1361.
- [22] W. Preusse, S. Unterricker, Nucl. Instr. Meth. B 94 (1994) 569.
- [23] T. Schroettner, M. Schwaiger, P. Kindl, Appl. Radiat. Isot. 61 (2004) 133.
- [24] R. Wojcik, B. Kross, S. Majewski, A.G. Weisenberger, C. Zorn, Nucl. Instr. and Meth. A 342 (1994) 416.
- [25] IEEE, IEEE Standard Test Procedures for Germanium Gamma-Ray Detector, The Institute of Electrical and Electronics Engineers, New-York (USA), 1996.
- [26] J. Demarche, G. Terwagne, J. Appl. Phys. 100 (2006).
- [27] G. Terwagne, G. Genard, M. Yedji, G.G. Ross, J. Appl. Phys. 104 (2008).
- [28] M. Yedji, M. Bolduc, G. Genard, G. Terwagne, G.G. Ross, Nucl. Instr. and Meth. B 266 (2008) 2060.
- [29] G. Deconninck, Introduction to radioanalytical physics, Elsevier Scientific Pub. Co. : distributed by Elsevier/North-Holland, Amsterdam ; New York, 1978.
- [30] H. Geiger, E. Marsden, E. Rutherford, Proc. Roy. Soc. 82 (1909) 495.
- [31] H. Geiger, E. Rutherford, Proc. Roy. Soc. A83 (1910) 492.

- [32] Z.B. Alfassi, (Ed.), Non-destructive elemental analysis, Blackwell Science, 2001.
- [33] J. L'Ecuyer, C. Brassard, C. Cardinal, J. Chabbal, L. Deschenes, J.P. Labrie, B. Terreault, J.G. Martel, R. St.-Jacques, J. Appl. Phys. 47 (1976) 381.
- [34] G. Genard, M. Yedji, G.G. Ross, G. Terwagne, Nucl. Instr. and Meth. B 264 (2007) 156.
- [35] J. Tirira, Y. Serruys, P. Trocellier, (Eds.), Forward recoil spectrometry, Applications to hydrogen in solids, Springer, New-York, 1996.
- [36] B. Maurel, G. Amsel, Nucl. Instr. and Meth. 218 (1983) 159.
- [37] K.M. Horn, W.A. Lanford, Nucl. Instr. and Meth. B 34 (1988) 1.
- [38] D. Endisch, F. Rauch, A. Götzelmann, G. Reiter, M. Stamm, Nucl. Instrum. Meth. B 62 (1992) 513.
- [39] M. Bolduc, G. Genard, M. Yedji, D. Barba, F. Martin, G. Terwagne, G.G. Ross, J. Appl. Phys. 105 (2009).
- [40] G. Terwagne, Cours 'Méthodes d'analyse par ions de haute énergie', Facultés Universitaires Notre-Dame de la Paix, Namur, 2004.
- [41] G. Genard, Réalisation par implantation ionique et caractérisation d'un standard en hydrogène en vue de l'étude de réactions nucléaires d'intérêt astrophysique, Dissertation, Namur, 2005.
- [42] O. Galloy, Films minces contenant de l'hydrogène, stables sous faisceau d'ions, Dissertation, Namur, 2002.
- [43] F. Schiettekatte, G.G. Ross, A. Chevarier, N. Chevarier, A. Plantier, Nucl. Instrum. Meth. B 132 (1997) 607.
- [44] Y.J. Chabal, M.K. Weldon, Y. Caudano, B.B. Stefanov, K. Raghavachari, Physica B 273-274 (1999) 152.
- [45] S.K. Estreicher, J.L. Hastings, P.A. Fedders, Phys. Rev. B 57 (1998) R12663.
- [46] O. Moutanabbir, B. Terreault, M. Chicoine, F. Schiettekatte, Appl. Phys. A-Mater. 80 (2005) 1455.
- [47] M. Bruel, Nucl. Instrum. Meth. B 108 (1996) 313.
- [48] J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Bierzack, SRIM - The stopping and range of ions in matter, 2006.
- [49] G.G. Ross, I. Richard, Nucl. Instrum. Meth. B 64 (1992) 603.
- [50] W. Galster et al., Phys. Rev. C 44 (1991) 2776.
- [51] D. Kuhn, F. Rauch, H. Baumann, Nucl. Instr. and Meth. B 45 (1990) 252.
- [52] P. Torri, J. Keinonen, K. Nordlund, Nucl. Instr. and Meth. B 84 (1994) 105.
- [53] T.E. Booth, Sample Problem for Variance Reduction in MCNP, Report: LA-10363-MS, Los Alamos National Laboratory, 1985.
- [54] Y. Yoshizawa, Y. Iwata, Y. Iinuma, Nucl. Instrum. Meth. 174 (1980) 133.
- [55] I. Licot, Mesure directe de la capture radiative $^1\text{H}(^{13}\text{N}, \gamma)^{14}\text{O}$, Dissertation, Louvain-la-Neuve, 1992.
- [56] R.M. Keyser, T.R. Twoney, P. Sangsingkeow, Matching Ge Detector Element Geometry to Sample Size and Shape: one does not fit all!, Winter Meeting of the American Nuclear Society, Washington, DC, 1998.
- [57] C.E. Rolfs, W.S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos, The University of Chicago Press, Chicago (USA), 1988.
- [58] A.S. Eddington, Nature 106 (1920) 14.
- [59] H.A. Bethe, Phys. Rev. 55 (1939) 103 & 434.
- [60] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 547.

- [61] A.G.W. Cameron, *Stellar Evolution, Nuclear Astrophysics and Nucleogenesis*, Atomic Energy of Canada, Ltd., CRL-41, Chalk River, Ontario, Canada, 1957.
- [62] G. Gamow, *Z. Phys* 51 (1928) 204.
- [63] F. Hoyle, *Astophys. J. Suppl.* 1 (1954) 121.
- [64] E.G. Adelberger et al., *Rev. Mod. Phys.* 70 (1998) 1265.
- [65] C. Angulo, *Contributions récentes à l'astrophysique nucléaire*, Dissertation, Louvain-la-Neuve, 2006.
- [66] D.D. Clayton, (Ed.), *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*, McGraw-Hill Education, 1968.
- [67] C. Angulo et al., *Nucl. Phys. A* 656 (1999) 3.
- [68] D.F. Hebbard, J.L. Vogl, *Nucl. Phys.* 21 (1960) 652.
- [69] R.E. Hester, W.A.S. Lamb, *Phys. Rev.* 121 (1961) 584.
- [70] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys. A* 523 (1991) 1.
- [71] E.J. Woodbury, W.A. Fowler, *Phys. Rev.* 85 (1952) 51.
- [72] W. Biesiot, P.B. Smith, *Phys. Rev. C* 24 (1981) 2443.
- [73] R.W. Detenbeck, J.C. Armstrong, A.S. Figuera, J.B. Marion, *Nucl. Phys.* 72 (1965) 552.
- [74] C. Pruneau, M.B. Chatterjee, C. Rangacharyulu, C. St-Pierre, *Can. J. Phys.* 63 (1985) 1141.
- [75] F. Zijderhand, C. van der Leun, *Nucl. Phys. A* 460 (1986) 181.
- [76] J.D. Seagrave, *Phys. Rev.* 85 (1952) 197.
- [77] H.H. Woodbury, R.B. Day, A.V. Tollestrup, *Phys. Rev.* 92 (1953) 1199.
- [78] E.A. Milne, *Phys. Rev.* 93 (1954) 762.
- [79] J.D. King, Private Communication to Galster.
- [80] R.A. Spits, W. Baloyi, T.E. Derry, *Phys. Rev. C* 41 (1990) 2429.
- [81] M. Benjelloun et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 321 (1992) 521.
- [82] T. Delbar et al., *Nucl. Phys. A* 542 (1992) 263.
- [83] M.J. Renan, J.P.F. Sellschop, R.J. Keddy, D.W. Mingay, *Nucl. Phys. A* 193 (1972) 470.
- [84] J. Kiener et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 519 (2004) 623.
- [85] M. Mayer, SIMNRA, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 2008.
- [86] A.M. Mukhamedzhanov, A. Azhari, V. Burjan, C.A. Gagliardi, V. Kroha, A. Sattarov, X. Tang, L. Trache, R.E. Tribble, *Phys. Rev. C* 66 (2002) 027602.
- [87] A.M. Mukhamedzhanov, A. Azhari, V. Burjan, C.A. Gagliardi, V. Kroha, A. Sattarov, X. Tang, L. Trache, R.E. Tribble, *Nucl. Phys. A* 725 (2003) 279.
- [88] P. Bém, V. Burjan, V. Kroha, J. Novák, S. Piskor, E. Simeckova, J. Vincour, C.A. Gagliardi, A.M. Mukhamedzhanov, R.E. Tribble, *Phys. Rev. C* 62 (2000) 024320.
- [89] L. Trache, A. Azhari, H.L. Clark, C.A. Gagliardi, Y.W. Lui, A.M. Mukhamedzhanov, R.E. Tribble, F. Carstoiu, *Phys. Rev. C* 58 (1998) 2715.
- [90] G.R. Caughlan, W.A. Fowler, *Atom. Data Nucl. Data Tables* 40 (1988) 283.
- [91] F.C. Barker, *Phys. Rev. C* 78 (2008) 044612.
- [92] Four CNO cycles, Cococubed, J.D. Maldonado, F.X. Timmes, http://cococubed.asu.edu/code_pages/net_cno.shtml, access date: 17/06/2009
- [93] D.R. Tilley, H.R. Weller, C.M. Cheves, *Nucl. Phys. A* 564 (1993) 1.
- [94] F.B. Hagedorn, *Phys. Rev.* 108 (1957) 735.
- [95] D.F. Hebbard, *Nucl. Phys.* 15 (1960) 289.
- [96] C. Rolfs, W.S. Rodney, *Nucl. Phys. A* 235 (1974) 450.
- [97] A. Schardt, W.A. Fowler, C.C. Lauritsen, *Phys. Rev.* 86 (1952) 527.
- [98] D. Bemmerer et al., *J. Phys. G* 36 (2009) 045202.

- [99] A.M. Mukhamedzhanov et al., Phys. Rev. C 78 (2008) 015804.
- [100] A. Redder, H.W. Becker, H. Lorenz-Wirzba, C. Rolfs, P. Schmalbrock, H.P. Trautvetter, Z. Phys. A 305 (1982) 325.
- [101] T.R. Ophel, A.D. Frawley, P.B. Treacy, K.H. Bray, 273 (1976) 397.
- [102] G. Mathot, Développement d'un détecteur temps de vol pour l'analyse d'éléments légers par recul élastique et étude des rayons X émis suite à l'interaction ion lourd-solide, Dissertation, Namur, 2004.
- [103] G.Deconninck, G.Debras, Radiochem.Radioanal.Lett. 20 (1975) 175.
- [104] P. Roquiny, Etude de dépôts décoratifs réalisés par pulvérisation cathodique magnétron réactive à faible température sur acier, Dissertation, Namur, 2000.
- [105] P. Leleux, Nucl. Phys. A 621 (1997) 183.
- [106] D.B. Pelowitz, MCNPXTM USER'S MANUAL Version 2.5.0, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, CA, April 2005.
- [107] V.E. Nuttens, Implementation and assessment of bi-radionuclide seeds for permanent implant prostate brachytherapy, Dissertation, Namur, 2008.
- [108] A.M. Lane, R.G. Thomas, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 257.
- [109] P. Descouvemont, Theoretical Models for Nuclear Astrophysics, Nova Science Publishers, 2004.
- [110] N. Bohr, Nature 137 (1936) 344.
- [111] H.A. Bethe, Rev. Mod. Phys. 9 (1937) 69.
- [112] Le modèle du noyau composé, CEA/DAM, Daniel VERWAERDE, http://www-phynu.cea.fr/themes_recherche/reaction/noyau_compose.htm#, access date: 9/04/2009
- [113] P.L. Kapur, R.E. Peierls, Proc. Roy. Soc. A166 (1938) 277.
- [114] E.P. Wigner, L. Eisenbund, Phys. Rev. 72 (1947) 29.
- [115] R.G. Newton, Scattering Theory of Waves and Particles, McGraw-Hill, New-York, 1966.
- [116] C. Angulo, P. Descouvemont, Phys. Rev. C 61 (2000) 064611.

